

Digitized by the Internet Archive  
in 2025















# Zeitschrift für Geophysik

Herausgegeben im Auftrage der

Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

von

G. Angenheister, Potsdam – O. Hecker, Jena – Fr. Kossmat, Leipzig

Fr. Linke, Frankfurt – W. Schweydar, Potsdam – E. Wiedert, Göttingen

Schriftleitung: Prof. Dr. G. Angenheister, Potsdam

III. Jahrgang 1927

Mit 159 Textfiguren und einer Kartenbeilage

---

Braunschweig

Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges.  
1927

Reprinted with the permission of Friedr. Vieweg & Sohn, Verlag

JOHNSON REPRINT CORPORATION  
111 Fifth Avenue, New York, N.Y. 10003

JOHNSON REPRINT COMPANY LIMITED  
Berkeley Square House, London, W. 1

**Alle Rechte,  
namentlich das Recht der Übersetzung in fremde Sprachen, vorbehalten**

First reprinting, 1966, Johnson Reprint Corporation

Printed in West Germany

Elektra, Frankfurt a. M./Höchst



## Referenzpendelmessungen am Salzhorst Oldau-Hambühren (Hann.)

Von A. Berroth. — (Mit vier Abbildungen.)

Es soll hierdurch der Nachweis erbracht werden, daß Pendelmessungen, in geeigneter Form verwendet, zur allgemeinen Aufsuchung eines größeren Salzhorstes sehr wohl dienen können. Die angewandte Referenzmethode ist ihrem Prinzip nach geeignet, die Beobachtungszeit auf einer Station gegenüber der des sonstigen Verfahrens ganz wesentlich herabzusetzen und außerdem setzt sie den Beobachter schon im Felde instand, das Endresultat jeder Messung zu erkennen und danach die folgenden Stationen auszuwählen.

Eine überschlägige Berechnung, die an den Gradientenbildern verschiedener Salzstöcke im Jahre 1924 von mir angestellt wurde, zeigte, daß ein größerer Salzstock sich durchschnittlich mit 4 bis  $10 \cdot 10^{-3}$  CGS aus seiner nächsten Umgebung herausheben kann.

Auf Grund dieser Voruntersuchung war der Direktor des Preuß. Geodätischen Instituts in Potsdam, Geheimrat Prof. Dr. E. Kohlschütter, im Hinblick auf eine zu erwartende Klärung der Frage der möglichen Beeinflussung der früheren für Erdmessungszwecke angestellten Messungen dieses Instituts durch die im norddeutschen Flachland recht häufig vorkommenden Salzablagerungen, gerne bereit, mich mit einer praktischen Untersuchung der Frage zu betrauen.

Die Verwirklichung meines besonderen Planes wäre jedoch gescheitert, wenn nicht der Leiter der „Exploration“ G. m. b. H., Berlin, H. Gornick, auf mein Ersuchen hin in entgegenkommendster Weise die notwendigen Mittel, einen zweiten Beobachter und das nötige Hilfspersonal zur Verfügung gestellt hätte.

Das bisher übliche Verfahren bei der Messung der Schwerkraft beansprucht mit Aufbau auch bei größter Beschleunigung pro Station  $1\frac{1}{2}$  Arbeitstage und läßt sich auch mit Vakuumapparat und Chronometer nicht in wesentlich kürzerer Zeit erledigen.

Der Hauptgrund für die Notwendigkeit dieses großen Zeitaufwandes liegt daran, daß es praktisch unmöglich ist, den Gang der Beobachtungsuhr, die als Vergleichsmaßstab für die Pendel dient, in einem kürzeren Intervall als 24 Stunden genau genug zu bestimmen.

Aber selbst bei diesem Zeitaufwand bekommt man praktisch nur einen Mittelwert des Uhgangs für ein 24stündiges Intervall, während alle kleineren Abweichungen von diesem Mittelwert sich aus den Zeitbestimmungen nicht herausheben.

Will man also nach dem üblichen Verfahren dennoch einen richtigen Schwerewert erhalten, so bleibt nichts übrig, als die Pendelmessungen fast ununterbrochen 24 Stunden lang zu wiederholen, je schlechter die Uhr geht, desto enger, so daß die in dem schwankenden Uhrmaßstab ausgedrückten Schwingungszeiten der Pendel zum arithmetischen Mittel vereinigt, dem arithmetischen Mittel des Uhrgangs entsprechen.

Dieses Verfahren ist für die Anwendung in der Praxis entschieden zu langsam, weshalb ich einen zweiten auf einer Zentralstation verbleibenden Pendelapparat mitgeführt habe.

Mit diesem — weil auf einen stationären Apparat bezogen — Referenzverfahren ist es mit einem einzigen Außenapparat ohne Schwierigkeit möglich, in 12 stündiger Arbeitszeit täglich drei Stationen zu erledigen und bei Anwendung von zwei Außenapparaten läßt sich das Verfahren noch wesentlich rationeller gestalten.

Die Messungen sind, wie es der praktische Fall erforderte, im November 1925 in einem einfachen Leinenzelt bei ungünstigster Witterung ausgeführt worden.

Sie stellten den ersten Versuch in dieser Richtung dar, und waren durch allerlei Widerwärtigkeiten, vor allem infolge der fortgesetzten Zerstörung des bis 16 km langen eigens gelegten Leitungsdrahts infolge der Witterungsunbilden und der örtlichen Verhältnisse, stark behindert.

**a) Die Referenzmethode.** Aus jeder mit einem Pendelapparat auf ein und derselben Station angestellten Beobachtungsreihe lassen sich unschwer die Abweichungen des momentanen Uhrgangs vom mittleren Uhrgang feststellen.

Ein und dasselbe frei schwingende Pendel müßte nach Abzug aller störenden Einflüsse, wie Schwankungen der Temperatur, der Luftdichte, Feuchtigkeit, Amplitude und der Pfeilerelastizität, stets denselben Mittelwert der Schwingungszeit ergeben.

Die noch verbleibenden Abweichungen von diesem Mittelwert sind als Schwankungen des Vergleichsmaßstabs, der Uhr, anzusprechen.

Das Pendel reagiert außerordentlich fein auf die Verschiedenheit der Sekundenlänge einer Uhr, so fein, daß es, über größere Zeitintervalle genommen, als das beste Mittel erscheint, solche Verschiedenheiten anzuzeigen.

Das Pendel ist schon imstande, namentlich wenn vier gleichzeitig schwingende Pendel die Genauigkeit des Resultats erhöhen, die Verschiedenheit der Sekundenlänge zweier um 1 Stunde auseinanderliegender Vergleichssekunden auf  $2 \cdot 10^{-7}$  sec genau zu messen, während es durch Vergleich mit den Zeitsignalen nur möglich ist, Verschiedenheiten der Uhrgänge von Tag zu Tag oder höchstens von  $\frac{1}{2}$  Tag zu  $\frac{1}{2}$  Tag mit derselben Genauigkeit zu ermitteln.

Werden also für einen Außenapparat dieselben Schwingungen der Uhr benutzt wie für die Referenzpendel, so geht der Uhrgang in beide Apparate gleich ein und kann, da auf der festen Station in seiner Größe genau genug



und von Stunde zu Stunde meßbar, an die Außenpendel sofort als Reduktion angebracht werden.

Außerdem geht bei Gleichheit der Pendelform und gleicher Größe der Amplituden auf der Zentral- und Außenstation nur die Reduktion wegen Temperatur ein, da bei nicht zu großen Entfernungen auch der Luftdichteinfluß auf beide Apparate fast derselbe ist. Wird noch, wie leicht herbeizuführen ist, die Reduktion wegen Mitschwingens = 0 gemacht, so hat man als einzige Reduktion nur die für Temperaturunterschiede anzubringen, was auf der Stelle geschehen

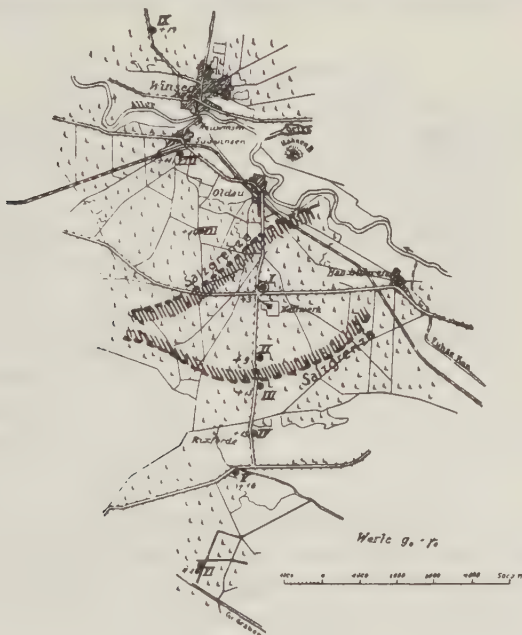


Fig. 1. Kartenbild.

kann. Zweckmäßig rechnet man im Felde nicht mit den Schwingungszeiten selbst, sondern mit den sich unmittelbar ergebenden Koinzidenzzeiten ( $c$ ), wobei man sich die Beziehung zwischen  $dg$  und  $dc$  zur sofortigen Beurteilung der erreichten Genauigkeit auswendig merkt.

Beispiel der Schwerkräftmessung nach der Referenzmethode.

Referenzpendel Nr. 76/77 . . . . .  $T = 0.508\ 54^s$   
 Außenpendel Nr. 2/4 . . . . .  $T = 0.508\ 50$

Beziehungen:

Nr. 76/77 . . . . .  $-dc = 4.16 \cdot 10^8\ dT$   
 Nr. 2/4 . . . . .  $-dc = 3.43 \cdot 10^8\ dT$   
 $1.15\ dc = dg$

Oldau I<sub>2</sub> (Zentrale).

Nr. 76/77 (Z)				Nr. 2/4 (A)			
Datum		c	Temp.	Datum		c	Temp.
17. XI.	21.7 <sup>h</sup>	32.7834 <sup>s</sup>	7.34 <sup>0</sup>	17. XI.	21.7 <sup>h</sup>	29.7731 <sup>s</sup>	5.40 <sup>0</sup>
18. XI.	8.1	32.7808	7.47	18. XI.	8.1	29.7699	7.00
18. XI.	13.7	32.7820	7.73	17. XI.	15.2	29.7676	8.15
Reduziert . .		32.7896	0.0			29.7784	0.0
		32.7871	0.0			29.7767	0.0
		32.7886	0.0			29.7756	0.0
Mittel . . .		32.7884	0.0			29.7769	0.0

Oldau IX (Außenstation).

24. XI.	16.8	32.7698	8.32	24. XI.	16.8	29.7760	5.20
24. XI.	19.4	32.7707	8.40	24. XI.	19.4	29.7805	4.35
25. XI.	10.9	32.7714	8.27	25. XI.	10.9	29.7795	2.80
Reduziert . .		32.7769	0.0			29.7812	0.0
		32.7778	0.0			29.7848	0.0
		32.7784	0.0			29.7823	0.0
Mittel . . .		32.7777	0.0			29.7828	0.0
Oldau I <sub>2</sub> . .		32.7884					
Differenz . .		+ 0.0107				+ 0.0107	
Summe . . .						29.7935	
Oldau I <sub>2</sub> . .						29.7769	
Differenz, dg =						+ 0.0166	1.15
						= 19.2 · 10 <sup>-3</sup>	CGS

Konstanten der Pendel

(Jahresbericht des Geodätischen Instituts 1916/17, S. 24; 1917/18, S. 26  
und L. Haasemann, Veröffentlichung des Geodätischen Instituts 1916, N. F. Nr. 71.)

Nickelstahlpendel.

Nr.	Temperatur	Luftdichte	Nr.	Temperatur	Luftdichte
2	3.13	687.3	10	3.56	685.0
4	3.49	683.1	76	3.37	694.4
3	3.60	681.5	77	3.79	693.1

**b) Die technische Anordnung der Messungen.** 1. Allgemeine Bemerkungen. Als Zentrale diente ein zementierter Keller des Gasthauses Trümper der Kolonie Oldau (Oldau I), der bei sonstigen großen Vorzügen den einen Nachteil hatte, daß er nur 7 m von der Achse der Hauptchaussee und nur 12 m von der einer Nebenchaussee entfernt lag, wodurch gelegentlich stärkere Erschütterungen der Uhr Strasser 101 nicht zu vermeiden waren.

Als Referenzpendelapparat diente der Vierpendelapparat des Geodätischen Instituts. Anfangs war beabsichtigt, alle vier Pendel 76, 77, 78, 79 als Referenz-

pendel zu benutzen, aber schon in Potsdam zeigten sich 78/79 als wenig genau und mußten deshalb verworfen werden.

Als Außenapparat diente der 3-Pendelapparat des Instituts mit den Pendeln 2, 4, 3, 10, der sich gut bewährte. Es schlangen jedoch stets nur zwei Pendel und stets auf denselben Lagern. Nach genügendem Anschluß beider Apparate in Potsdam wurden in  $O_I$  beide Apparate nebeneinander aufgestellt und gleichzeitig 24 Stunden lang gemessen. Dann bezog der 3-Pendelapparat nacheinander die Stationen IV, V, VI, III, II. Danach wurden beide Apparate wieder in Oldau I miteinander verglichen (Oldau II). Zum Schluß kamen die Stationen VII, VIII, IX.

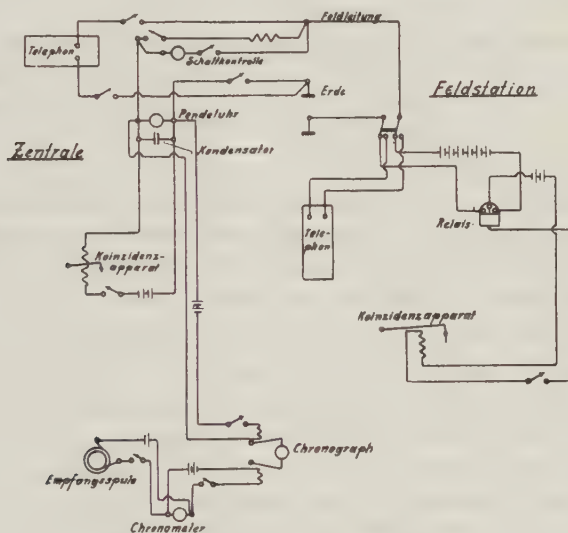


Fig. 2. Schaltung.

2. Die Innenstation zeigte als Hauptuhr die Sekundenuhr Strasser 101 mit Rieflerpendel Type J, Grahamhemmung und Pendelkontakt, mit der Normalamplitude von  $1^{\circ}40'$ .

Da jedoch der Sekundenzeiger dieser Uhr früher wiederholt 2 Sekunden ausgelassen hatte, wurde zur Kontrolle das Registrierchronometer Denker 20 mitgenommen und damit als Arbeitsuhr die Zeitsignalaufnahme bewerkstelligt.

Dazu kam eine einfache drahtlose Empfangsstation, mit welcher die Zeitsignale von Eiffelturm, Bordeaux und Nauen aufgenommen wurden. Weiterhin eine Schaltvorrichtung für die Sendung der Uhrsignale nach der Außenstation (A) und für telephonische Verständigung bei Ausschaltung jeder Möglichkeit der gegenseitigen Störung der Messungen. Als Verbindung mit (A) stand nur ein einziges isoliertes Militärtelphonkabel zur Verfügung, als Rückleitung diente die Erde.

Die Schaltung war nun so getroffen, daß der Außenbeobachter die Signale der Uhr 101 von einem auf der Feldstation betätigten Schwachstromrelais erhielt, welches eben durch diese Uhr betrieben wurde. Es mußte jedoch dafür gesorgt werden, daß während der Betätigung eines der Koinzidenzapparate keine Unterbrechung durch etwaigen telephonischen Anruf eintreten konnte. Zu diesem Zwecke wurde auf der Zentrale ein Telephonhörer parallel zu einem etwa 100 m langen Stücke der Außenleitung geschaltet, wodurch es möglich war, eine im Gange befindliche Tätigkeit des Koinzidenzapparats der Außenstation bei der Zentrale abzuhören. Umgekehrt war eine Störung des Innenbeobachters durch (A) dadurch unmöglich, daß zur Zeit der Innenbeobachtungen kein Strom nach außen abgegeben wurde.

Der günstigste Fall, daß beide Apparate ungefähr dieselben Uhrsekunden benutzten, konnte nicht eingehalten werden, weil die Beobachtungszeit der Außenpendel  $2/4$  zu 2 Stunden, die der Innenpendel  $76/77$  jedoch nur zu 45 Minuten angenommen werden konnte.

Da an der Uhr 101 damals nur einer der beiden Kontakte betriebsfähig war, wurde auch streng darauf geachtet, daß die beiden Stromkreise (A) und (Z) sich nicht beeinflussen und die verwendete Stromstärke konstant blieb. Deshalb wurde auf (Z) und (A) nie gleichzeitig gemessen, was hätte der Fall sein dürfen, wenn beide Kontakte benutzbar gewesen wären.

3. Die Außenstation war meist auf unbewohntem Terrain aufgebaut; nur die Stationen V und VIII waren in Gebäude verlegt.

Nach Auswahl des Beobachtungsplatzes wurde zunächst Moos und Wurzelwerk des Waldbodens entfernt und vier eisenbeschlagene, etwa 35 cm lange Pfähle in den Sand gerammt, planiert und auf die Pfähle mittels Gipsklötzen eine Sandsteinplatte befestigt. Diese Befestigung hat sich bestens bewährt, denn es ließ sich eine Stabilität des Pfeilers erreichen, die nur wenig hinter der eines auf Zementboden befestigten Pfeilers nachstand. Das „Mitschwingen“ auf einem solchen Feldpfeiler betrug gewöhnlich  $52 \cdot 10^{-7}$ s. Als Zifferblatt für die (A) diente ein mitgeführtes einfaches Chronometer, dessen Gang gut mit dem der Hauptuhr in Übereinstimmung gebracht war. Durch mehrmaligen täglichen telephonischen Vergleich mit der Zentrale wurde jede Unsicherheit über den Stand der vollen Sekunde behoben.

4. Die Witterung war auf den einzelnen Stationen recht verschieden. War in den ersten Tagen (Mitte November) Sonnenschein auf moorigen Grund die Ursache manchen Fehlschlages, so bildete das nachfolgende Schneetreiben und Frost bis zu  $-10^{\circ}$  und das gegen Ende einsetzende Regenwetter eine harte Probe für den Außenbeobachter, wie auch für die Apparate selbst. Erschwerend gesellte sich hinzu, daß gerade in jenen Tagen das Barometer eine selten erreichte Schwankung von 43 mm aufwies.

Zum Schutze gegen Wind und Wetter diente ein einfaches behelfsmäßiges Leinenzelt, das über die Apparate gespannt wurde.



Die Feststellung der Pendeltemperatur gelang trotz eines beträchtlichen Gefälles im Zelte stets hinreichend genau, dagegen machte die auftretende Feuchtigkeit enorme Schwierigkeiten. Allein schon das Betreten des Zeltcs durch den Beobachter oder sein Atem bewirkte ein Beschlagen der kalten Metallteile und der Optik mit Wasserdampf, so daß alsbald die Beobachtung unmöglich war. Längeres Studium dieser Frage und Verwendung von  $\text{CaCl}_2$  ermöglichte dann die Messungen trotzdem; Chlorcalcium lag auch stets unter der Pendelhaube. Eine Hauptschwierigkeit bildete die Verlegung des Drahtes und seine Sicherung. Das stetige Scheuern des hochgelegten Drahtes an den Bäumen infolge des Windes bewirkte an zahlreichen Stellen Beschädigungen der Isolation und erforderte mühsames Aufsuchen derselben. Auch Mensch und Tier waren der ungewohnten Landschaftsveränderung durch den Draht teilweise nicht gut gesonnen.

Konstante Stromstärke war jedoch für das Außenrelais notwendig und schließlich auch befriedigend zu ermöglichen.

Die Arbeit mit Draht ist nur in gänzlich unbewohntem Gelände zu empfehlen und ist bereits auch durch künftige Mitführung einer drahtlosen Sendestation überholt.

5. Die Berechnung der Ergebnisse. Eine wesentliche Kontrolle für den Uhgang bestand neben der Beobachtung der

Referenzpendel in der Bestimmung desselben durch die Zeitsignale. Diese wurden, wenn es die Zeit erlaubte, möglichst morgens, mittags und abends, im ganzen 42mal aufgenommen und so ein gutes Bild des Uhgangs gewonnen. In Fig. 3 ist der für 24 Stunden abgeleitete momentane Uhgang durch Ab-

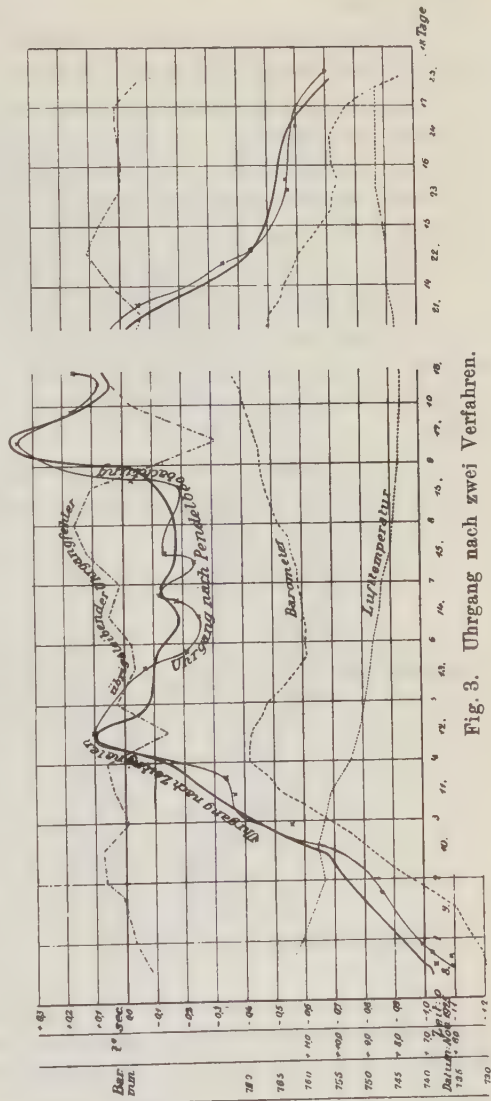


Fig. 3. Uhgang nach zwei Verfahren.

greifen der Ordinaten des Tangentenwinkels der Kurve der Uhrkorrekturen bei 24 Stunden graphisch dargestellt. Außerdem ist die aus den Pendeln folgende Kurve gegeben, die im großen ganzen mit der vorhergehenden Kurve übereinstimmt.

Es zeigt sich, daß tägliche Gangänderungen einer Sekunden-Uhr von 0,3<sup>s</sup> im Laufe weniger Stunden vorkommen können.

Da außerdem die Barometer- und Temperaturkurve aufgenommen war, ließ sich eine Ausgleichung nach der M. d. kl. Qu. vornehmen, die Herr Landmesser Weiken ausgeführt hat. Er erhielt den Barometerkoeffizienten der Uhr zu + 0,018<sup>s</sup> pro Millimeter und Tag.

Es bleiben nach Abzug aller systematischen Einflüsse noch zufällige Fehler im Gange der Uhr von  $\pm 0,02^s$  pro 24 Stunden.

Die Ergebnisse der Pendelmessungen selbst sind in den nachfolgenden Tabellen gegeben. Der mittlere Fehler eines angegebenen Schwerewertes ist mit  $\pm 1.2 \cdot 10^{-3}$  anzunehmen. Bei verbesserten Bedingungen, namentlich Ausschaltung des Drahtes, ließe sich leicht ein genaueres Ergebnis erzielen.

Die Stabilität des Pfeilers erreichte einen durchaus normalen Betrag, und das restliche Mitschwingen konnte infolge der getroffenen Anordnung fast stets vernachlässigt werden.

## 6. Die Pfeilerelastizität.

Station	Mitschwingen	Boden
3-Pendelapparat Potsdam I, II . .	53 · 10 <sup>-7</sup> <sup>s</sup>	Zement, keine Grund- und Deckplatte
„ Oldau I . . . .	29	Zement, Grund- und Deckplatte
„ „ II . . . .	52	Pflockfundament im Sand
„ „ III . . . .	52	„ „ „
„ „ IV . . . .	47	„ „ „
„ „ V . . . .	38	Zement, wie O I
„ „ VI . . . .	61	Pflockfundament im lockeren Waldboden
„ „ VII . . . .	53	„ „ Sand
„ „ VIII . . . .	38	Zement, wie O I
„ „ IX . . . .	47	Pflockfundament im Sand
4-Pendelapparat Oldau I . . . .	34	Zement, Grund- und Deckplatte

7. Das Drehwagenbild. Im Jahre 1924 sind die von der „Exploration“ G. m. b. H. an diesem Salzhorst angestellten Drehwagenmessungen von G. Tüchel veröffentlicht worden (Zeitschr. für Pumpen- und Brunnenbau, Bohrtechnik 1924, Nr. 18).

Die durch Integration der Gradienten in dem bereisten Profil ermittelten Schweredifferenzen stimmen im großen ganzen mit dem aus den Pendelmessungen erhaltenen Schwerebild überein. Man ist versucht, aus den Gradienten etwa  $\frac{1}{8}$  kleinere  $g$ -Werte herauszulesen.

Die auftretende Differenz dürfte beiden Methoden zuzuschreiben sein: Die Drehwagenmessungen können Fehler von mehreren Einheiten in  $g$  ergeben, desgleichen sind die Pendelmessungen infolge widriger Umstände (Pendelsprünge,



Fig. 4. Isogrammen nach dem Drehwagenbild.

mangelnde Isolation des Drahtes) nicht mit äußerst möglicher Schärfe gelungen. Unter diesen Umständen ist die erzielte Übereinstimmung als vollkommen genügend anzusehen.

c) Beobachtungsergebnisse. 1. Anschlüsse in Potsdam, Mittelkeller.

3-Pendelapparat. Uhrgänge in Potsdam.

I			II		
Strasser 301			Strasser 301		
Datum	$\Delta u$	$\frac{\partial \Delta u}{\partial t}$	Datum	$\Delta u$	$\frac{\partial \Delta u}{\partial t}$
22. X. 1925 . .	— 46.837 <sup>s</sup>	— 0.450 <sup>s</sup>	14. XII. 1925 . .	— 58.939 <sup>s</sup>	— 0.068 <sup>s</sup>
23. X. 1925 . .	— 47.287	— 0.561	15. XII. 1925 . .	— 59.007	+ 0.002
24. X. 1925 . .	— 47.848	— 0.540	16. XII. 1925 . .	— 59.005	+ 0.205
25. X. 1925 . .	— 48.388	— 0.455	17. XII. 1925 . .	— 58.800	+ 0.057
26. X. 1925 . .	— 48.843	— 0.413	18. XII. 1925 . .	— 58.743	— 0.138
27. X. 1925 . .	— 49.256	— 0.404	19. XII. 1925 . .	— 58.881	— 0.194
28. X. 1925 . .	— 49.660	— 0.362	20. XII. 1925 . .	— 59.075	
29. X. 1925 . .	— 50.022	— 0.388			
30. X. 1925 . .	— 50.410				

Die Uhrkorrekturen  $\Delta u$  beziehen sich auf das links genannte bürgerliche Datum, mittags 12 Uhr, und sind ermittelt auf Grund des laufenden Zeitdienstes des Geodätischen Instituts. Die mittleren Uhrgänge  $\partial \Delta u / \partial t$  beziehen sich dementsprechend auf die 12 Stunden später liegende bürgerliche Datumsgränze, also 12 Uhr Mitternacht.

Die Anschlußbeobachtungen in Potsdam.

Datum	Epoche bürgerl.	Koinzidenz- zeit	Mit- schwingen	Baro- meter- stand mm	Feuch- tig- keit Proz.	Temperatur		Ampli- tude	Uhr- gang
						Pendel °C	Luft °C		
Potsdam I.				Pendel 2/4.					
23. X. 1925 . .	11.2 <sup>a</sup>	29.7474 <sup>s</sup>	10 <sup>-7<sup>s</sup></sup>	737.5	73	12.41	12.4	35.2'	— 0.52
23. X. 1925 . .	1.5 <sup>p</sup>	7484	—	737.5		55	4	34.3	— 0.53
23. X. 1925 . .	7.4 <sup>p</sup>	7469	—	738.0		58	6	35.0	— 0.55
24. X. 1925 . .	11.3 <sup>a</sup>	7476	—	737.7	72	60	6	34.3	— 0.55
24. X. 1925 . .	3.7 <sup>p</sup>	7485	—	737.6		65	7	34.4	— 0.54
26. X. 1925 . .	10.7 <sup>a</sup>	7467	—	754.6		55	6	34.6	— 0.44
26. X. 1925 . .	3.1 <sup>p</sup>	7479	—	754.8	77	70	7	34.8	— 0.43
24. X. 1925 . .	5.3 <sup>p</sup>	29.7476	—	742.5	74	12.58	12.6	34.7	— 0.51
				Pendel 3/10.					
23. X. 1925 . .	4.1 <sup>p</sup>	29.8835	— 2.1	737.7	73	12.47	12.6	29.2	— 0.54
23. X. 1925 . .	5.3	8833	— 2.5	737.9		60	6	28.9	— 0.54
24. X. 1925 . .	1.4	8841	— 1.7	737.5		65	7	28.3	— 0.55
24. X. 1925 . .	5.7	8838	— 2.1	738.5	72	76	5	28.7	— 0.54
26. X. 1925 . .	1.1	8840	— 2.6	754.7		64	7	28.8	— 0.44
26. X. 1925 . .	5.0	8845	— 2.6	755.0		72	6	28.8	— 0.43
26. X. 1925 . .	6.6	8846	— 1.7	754.9	77	80	6	29.4	— 0.43
25. X. 1925 . .	5.9 <sup>a</sup>	29.8840	— 2.2	745.2	74	12.66	12.6	28.9	— 0.50
				Potsdam II.		Pendel 2/4.			
17. XII. 1925 . .	10.3 <sup>a</sup>	29.7632	—	757.3		6.85	6.7	35.9	+ 0.15
18. XII. 1925 . .	11.0 <sup>a</sup>	7564	—	750.3	53	7.40	7.5	35.0	— 0.01
18. XII. 1925 . .	8.4 <sup>p</sup>	7557	—	747.2		7.52	7.6	35.7	— 0.09
18. XII. 1925 . .	5.9 <sup>a</sup>	29.7584	—	751.6	53	7.26	7.3	35.5	+ 0.02



Datum	Epoche bürgerl.	Koinzidenz- zeit	Mit- schwingen	Baro- meter- stand mm	Feuch- tig- keit Proz.	Temperatur		Ampli- tude	Uhr- gang
						Pendel °C	Luft °C		
Pendel 3/10.									
17. XII. 1925 . .	12.6 <sup>P</sup>	29.9022	— 3.3	756.2	53	7.02	6.6	26.8	+ 0.13
17. XII. 1925 . .	6.4	8983	— 3.9	752.3		7.20	7.2	28.5	+ 0.10
18. XII. 1925 . .	12.8	8932	— 2.0	749.6		7.45	7.5	28.9	— 0.01
18. XII. 1925 . .	6.5	8915	— 2.2	748.7		7.45	7.5	27.9	— 0.08
18. XII. 1925 . .	3.6 <sup>a</sup>	29.8963	— 2.8	751.7	53	7.28	7.2	28.0	+ 0.04

## 2. Uhrkorrekturen von Strasser 101 (aus den Zeitsignalen).

Nr.	Station	Epoche Strasser 101		$\Delta u$
1	LY a	8. XI. 1925	8 <sup>h</sup> 36.7 <sup>m</sup>	+ 2 <sup>h</sup> 42 <sup>m</sup> 12.59 <sup>s</sup>
2	FL a		10 28.9	12.52
3	POZIW		12 29.9	12.39
4	LY p		20 40.0	12.10
5	FL p		22 35.8	12.04
6	LY a	9. XI. 1925	8 42.1	11.67
7	FL a		10 39.8	11.59
8	POZIW		12 33.8	11.52
9	LY p		20 39.3	11.33
10	FL p		22 36.0	11.25
11	FL a	10. XI. 1925	10 37.1	10.89
12	POZIW		12 40.2	10.82
13	LY p		20 43.3	10.68
14	FL a	11. XI. 1925	10 41.1	10.35
15	POZIW		12 41.7	10.30
16	LY p		20 54.2	10.21
17	FL a	12. XI. 1925	10 45.1	10.22
18	POZIW		12 45.7	10.26
19	FL p		22 46.2	10.26
20	LY p	13. XI. 1925	20 55.5	10.15
21	FL a	14. XI. 1925	10 52.3	10.07
22	POZIW	14. XI. 1925	12 53.5	10.02
23	FL p		22 54.3	10.01
24	FL a	15. XI. 1925	10 56.3	9.91
25	FL a	16. XI. 1925	11 0.4	9.75
26	FL p		23 2.4	9.67
27	FL a	17. XI. 1925	11 4.4	9.74
28	POZIW		13 5.4	9.75
29	LY p		21 11.6	9.84
30	LY a	18. XI. 1925	9 16.5	9.80
31	FL a		11 8.3	9.81
32	FL a	21. XI. 1925	11 20.1	9.76
33	POZIW		13 21.2	9.84
34	LY p		21 26.4	9.70
35	LY a	22. XI. 1925	9 32.3	9.52
36	FL a		11 24.1	9.47
37	FL a	23. XI. 1925	11 33.0	8.99
38	FL a	24. XI. 1925	11 32.2	8.46
39	POZIW		13 33.0	8.42
40	LY p		21 39.4	8.20
41	FL a	25. XI. 1925	11 36.2	7.81
42	POZIW		13 37.0	7.75

### 3. Ermittlung der momentanen Urgänge.

1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	9.	10.	11.	12.	13.	14.	15.	16.	17.	18.	19.	
Lfd. Nr.	Pen- del Nr.	Epoche	Koin- zidenz- intervall	Am- pli- tude	Temperatur		Feuch- tigkeit	Luft- druck	Kor- rek- tion w. 8	Rela- tive Luft- dichte	Uhr- gang	Schwin- gungs- zeit	Am- pli- tude	Tem- pera- tur *)	Luft- dichte )	Uhr- gang	Mit- schwin- gen	Redu- zierte Zeit	
Die Referenzpendel. Zu Oldau I <sub>1</sub> .																			
								mm	mm			0.507 <sup>s</sup>	10 <sup>-7</sup> sec					0.507 <sup>s</sup>	
1	76/77	8. XI.	9.1 <sup>h</sup>	32.7660 <sup>s</sup>	27.1'	10.90 <sup>0</sup>	11.7 <sup>0</sup>	74 <sup>0</sup> / <sub>10</sub>	730.8	-2.8	0.919	-1.07 <sup>s</sup>	7480.9	-20.3	+14.7	+20.1	-63.4	—	7432.0
2		12.3	7658	26.2	11.14	11.6			730.5	-2.8	0.919	-1.10	7481.5	-18.6	+13.9	+20.1	-64.9	—	
3		13.7	7684	27.1	11.18	11.7			730.2 <sub>6</sub>	-2.8	0.919	-1.04	7480.0	-20.3	+13.7	+20.1	-61.5	—	
4		16.9	7657	26.7	11.17	11.7			730.7	-2.8	0.919	-1.09	7481.6	-19.2	+13.7	+20.1	-64.2	—	
5		21.2	7677	26.1	11.30	11.3			732.7	-2.8	0.921	-0.99	7477.0	-18.5	+13.3	+18.7	-58.5	—	
Zu Oldau IV.																			
6	76/77	9. XI.	18.6	32.7684	26.6	10.45	10.5		740.0 <sub>6</sub>	-2.6	0.934	-0.86	7475.3	-19.0	+16.3	+ 9.7	-50.3	—	7432.0
7		10. XI.	10.0	7654	28.3	10.25	10.2		750.0 <sub>6</sub>	-2.6	0.948	-0.78	7482.4	-21.7	+17.0	0.0	-45.7	—	
8		12.9	7694	26.2	10.47	10.5			751.1	-2.6	0.948	-0.66	7472.9	-18.6	+16.3	0.0	-38.6	—	
9		16.8	7737	26.6	10.30	10.3			753.2	-2.6	0.952	-0.44	7462.7	-19.0	+16.8	- 2.8	-25.7	—	
10		22.8	7695	26.7	10.25	10.3			755.6 <sub>6</sub>	-2.6	0.956	-0.56	7472.7	-19.2	+17.0	- 5.6	-32.9	—	
11		11. XI.	7.1	7742	26.1	9.90	10.2		762.1 <sub>6</sub>	-2.6	0.964	-0.31	7461.6	-18.5	+18.3	-11.1	-18.3	—	
12		11.2	7704	28.3	9.90	10.1			764.8	-2.6	0.967	-0.37	7470.5	-21.7	+18.3	-13.1	-22.0	—	
Zu Oldau V.																			
13	76/77	11. XI.	18.1	32.7703	27.0	9.75	9.8		768.3	-2.4	0.973	-0.34	7470.4	-19.6	+18.8	-17.4	-20.2	—	7432.0
14		12. XI.	7.4	7796	26.8	9.16	8.8		770.4	—	0.978	+0.05	7448.4	-19.2	+20.9	-20.8	+ 2.7	—	
15		12.2	7809	27.6	9.15	9.1			769.8	—	0.977	+0.10	7445.6	-20.5	+20.9	-20.2	+ 6.2	—	
Zu Oldau VI.																			
16	76/77	13. XI.	14.2	32.7805	26.8	8.75	8.7		760.3	-2.3	0.967	-0.07	7446.2	-19.2	+22.4	-13.1	- 4.3	—	7432.0
17		20.9	7770	27.1	8.65	8.7			759.8	—	0.967	-0.21	7454.5	-19.8	+22.8	-13.1	-12.4	—	
Zu Oldau III.																			
18	76/77	14. XI.	11.3	32.7756	28.2	8.39	8.4		760.6	-2.2	0.967	-0.25	7457.8	-21.4	+23.7	-13.2	-14.9	—	7432.0
19		13.4	7757	27.9	8.45	8.4			760.7	-2.2	0.968	-0.24	7457.6	-20.9	+23.5	-13.9	-14.3	—	
20		17.6	7775	27.6	8.35	8.3			761.1	-2.2	0.968	-0.18	7453.3	-20.4	+23.8	-13.9	-10.8	—	
21		19.2	7783	28.0	8.42	8.4			761.2	-2.2	0.969	-0.12	7451.4	-21.1	+23.6	-14.6	- 7.3	—	
22		15. XI.	9.0	7761	27.6	8.05	8.1		762.2	-2.2	0.970	-0.24	7456.7	-20.4	+25.0	-15.3	-14.0	—	
23		12.2	7778	27.6	8.05	8.0			762.5	-2.1	0.972	-0.14	7452.7	-20.5	+25.0	-16.7	- 8.5	—	

Zn Oldau II.

24	76/77	16. XI.	15.0	32.7749	28.2	7.85	7.8	71%	767.4	-2.1	0.978	-0.19	7459.5	-21.3	+25.7	-20.8	-11.1	—	7432.0
25			17.8	7793	27.2	7.96	—		767.6	-2.1	0.978	-0.03	7449.1	-20.0	+25.3	-20.8	-1.6	—	
26		17. XI.	9.2	7888	27.0	7.45	—		768.7	-2.1	0.981	+0.35	7426.7	-19.6	+27.1	-22.8	+20.6	—	

Zn Oldau I<sub>g</sub>.

27	76/77	17. XI.	21.6	32.7834	27.1	7.34	7.6	71%	770.6	-2.1	0.984	+0.17	7439.3	-19.6	+27.4	-25.0	+9.9	—	7432.0
28		18. XI.	8.5	7806	27.5	7.47	—		772.1	-2.1	0.985	+0.08	7446.0	-20.3	+27.0	-25.6	+4.9	—	
29			11.1	7804	27.0	7.66	—		772.7	-2.1	0.986	+0.09	7446.4	-19.6	+26.3	-26.3	+5.2	—	
30			13.7	7820	27.2	7.73	—		772.7	-2.1	0.986	+0.16	7442.7	-20.0	+26.0	-26.3	+9.6	—	

Zn Oldau VII.

31	76/77	21. XI.	11.2	32.7787	27.4	7.51	7.8	71%	764.9	-2.1	0.976	-0.10	7450.9	-20.3	+26.7	-19.4	-5.9	—	7432.0
32			16.2	7796	27.4	7.71	—		763.6	-2.1	0.975	-0.06	7448.8	-20.3	+26.0	-18.7	-3.8	—	
33			22.0	7763	27.2	7.85	—		762.7	-2.1	0.973	-0.21	7456.6	-20.2	+25.6	-17.4	-12.6	—	
34		22. XI.	9.0	7739	27.4	7.97	—		760.0	-2.1	0.969	-0.35	7462.3	-20.3	+25.2	-14.6	-20.6	—	
35			13.5	7719	27.8	8.06	—		759.1	-2.1	0.967	-0.44	7467.0	-20.8	+24.8	-13.2	-25.8	—	

Zn Oldau VIII.

36	76/77	23. XI.	14.1	32.7709	27.0	8.32	8.3	71%	754.0	-2.2	0.960	-0.57	7469.4	-19.6	+23.9	-8.3	-33.4	—	7432.0
37			18.4	7706	27.8	8.40	—		754.1	-2.2	0.960	-0.56	7470.1	-20.2	+23.6	-8.3	-33.2	—	

Zn Oldau IX.

38	76/77	24. XI.	16.3	32.7697	27.6	8.32	8.3	71%	754.8	-2.2	0.960	-0.60	7472.2	-20.6	+23.9	-8.3	-35.2	—	7432.0
39			19.2	7706	27.8	8.40	—		754.3	-2.2	0.960	-0.55	7470.1	-20.7	+23.6	-8.3	-32.7	—	
40		25. XI.	11.1	7714	27.8	8.27	—		744.4	-2.2	0.947	-0.68	7468.2	-20.7	+24.1	+0.7	-40.3	—	

\*) Als normale Temperatur ist angenommen 15°, als normale Luftdichte 0.948.







### d) Ergebnisse.

Station Oldau	$\Delta T$	$10^{-8}$ CGS $\Delta g$	Höhe N. N. m	$g_0$ 981	$\gamma_0$ 981	$g_0 - \gamma_0$		$g_0'' - \gamma_0$	
	$(S - P)$					(Helmert 1901)			
	$10^{-7}$ sec					$10^{-3}$		$10^{-8}$	
I	— 40.4	+ 15.6	37.10	.302.3	.299.3	+ 3.0		+ 0.2	
II	— 52.6	+ 20.3	37.70	.307.2	.297.9	+ 9.3		+ 6.5	
III	— 58.8	+ 22.7	39.70	.310.3	.297.1	+ 13.2		+ 10.2	
IV	— 61.4	+ 23.7	37.80	.310.7	.296.2	+ 14.5		+ 11.6	
V	— 62.2	+ 24.1	38.50	.311.3	.295.6	+ 15.7		+ 12.8	
VI	— 53.0	+ 20.5	39.60	.308.0	.293.7	+ 14.3		+ 11.3	
VII	— 74.4	+ 28.8	34.60	.314.8	.300.6	+ 14.2		+ 11.6	
VIII	— 69.2	+ 26.8	34.50	.312.8	.302.2	+ 10.6		+ 8.0	
IX	— 92.5	+ 35.8	34.70	.321.8	.304.8	+ 17.0		+ 14.4	

### Schwereanomalien.

Station Oldau	Geogr. *)		(Helmert 1901) $g_0 - \gamma_0$	Station Oldau	Geogr. *)		(Helmert 1901) $g_0 - \gamma_0$
	Breite $52^\circ$	Länge $9^\circ$			Breite $52^\circ$	Länge $9^\circ$	
I	38' 07"	57' 42"	+ 3	VI	34' 18"	57' 0"	+ 14
II	37 09	57 40	+ 9	VII	39 00	54 32	+ 14
III	36 38	57 40	+ 13	VIII	40 09	54 15	+ 11
IV	36 03	57 34	+ 15	IX	41 54	53 27	+ 17
V	35 35	57 22	+ 16				

Seit Abschluß der hier beschriebenen Versuchsmessungen im Jahre 1925 habe ich an einer Verbesserung des Verfahrens weitergearbeitet und vor allem durch die vorgesehene Ersetzung des Außendrahtes durch eine kleine drahtlose Sendestation eine Quelle zeitweisen Mißerfolges beseitigt. Auch sonst sind wesentliche Verbesserungen in der praktischen Ausführung und schnellen rechnerischen Bewältigung der Beobachtungen durchgeführt worden.

Da auch der Vergleich mehrerer guter Uhren kein zuverlässiges Mittel darstellt, über stündliche Gangschwankungen von der Größenordnung einiger tausendstel Sekunden Rechenschaft zu geben, wird man auch in dem Falle, daß eine über einen hervorragenden Zeitdienst verfügende Zentrale die drahtlosen Signale selbst sendet, von der Anwendung von Referenzpendeln auf derselben für vorliegenden Zweck nicht absehen können.

Die Verwendung eines empfindlichen Empfangsrelais, wie das von O. Meisser und H. Martin in der Zeitschr. f. Geophys. 1926, S. 269 beschriebene, könnte geeignet sein, die notwendige Beobachtungszeit noch etwas weiter herabzusetzen.

Zum Schluß ist es mir noch ein Bedürfnis, meinem Mitbeobachter, Dipl.-Ing. A. Schleusener, für seine wesentliche Unterstützung und sein zähes Ausharren unter schwierigen Verhältnissen herzlichst zu danken.

Berlin, Landwirtschaftl. Hochschule, Dezember 1926.

\*) Entnommen aus dem Meßtischblatt 1 : 25 000.

## Die topographische Korrektion bei Schweremessungen mittels einer Torsionswage.

Zweite Mitteilung.

Von W. Schweydar in Potsdam.

Die Berechnung der Geländegradien bei größeren Höhendifferenzen in der Nähe der Station muß auch das von dem Quadrat der Höhen abhängige Glied umfassen. In der ersten Mitteilung ist dieses nur bis 5 m Abstand von der Station in einer Weise berücksichtigt, die für die praktische Berechnung nicht bequem ist. Im folgenden wird gezeigt, daß die linearen und quadratischen Glieder zusammen in einfacher Weise für beliebige Entfernungen berechnet werden können. Ist die Höhendifferenz gegen die Station  $z$  und die Höhe des Schwerpunktes der Torsionswage  $h$ , so werden die Krümmungsgrößen nur aus  $z - h$  und die Gradienten nur aus  $(z - h)^2$  berechnet. Es werden auch Formeln gegeben für den Fall, daß die linearen Glieder nach der früher mitgeteilten Methode berechnet sind und Korrekturen wegen der quadratischen Glieder gewünscht werden.

Im 1. Jahrgang dieser Zeitschrift, S. 81 ff., habe ich eine Methode für die Berechnung der Terrainkorrektion bei Messungen mit der Torsionswage veröffentlicht. Der Grundgedanke dieser Methode ist der folgende:

Um den Stationspunkt als Zentrum werden Kreise gezogen mit beliebigen Radien. Die Höhen auf jedem Kreise sind durch Fouriersche Reihen dargestellt, deren Konstanten aus den Höhenmessungen zu berechnen sind. Die Variation der Höhe von einem Kreise zum nächsten in einem beliebigen Azimut wird als proportional dem radialen Abstand von der Station angenommen. Hiermit kann jede beliebige Genauigkeit in der Berechnung der Terrainkorrektion erzielt werden, wenn die Breite der Ringe eng und die Zahl der Höhenmessungen auf jedem Kreise groß genug gewählt werden. Bezeichnen  $z_n$  und  $z_{n+1}$  die Höhendifferenzen gegen die Station für zwei Punkte, die in demselben Azimut  $\alpha$  auf zwei benachbarten Kreisen mit den Radien  $r_n$  und  $r_{n+1}$  liegen, so ist entsprechend der Annahme die Höhendifferenz für einen Punkt in demselben Azimut zwischen den beiden Kreisen

$$z_r = z_n + (r - r_n) \frac{z_{n+1} - z_n}{r_{n+1} - r_n} \dots \dots \dots (1)$$

Der allgemeine Ausdruck für die Höhendifferenzen gegen die Station für Punkte auf einem Kreise ist

$$z_n = a_n + b_n \sin \alpha + c_n \cos \alpha + d_n \sin 2\alpha + e_n \cos 2\alpha + \dots \dots (2)$$

Der genäherte Wert für die Gradienten, welche das Terrain hervorruft, ist in der genannten Abhandlung angegeben

$$U_{xz} = 3 G s \int_0^{2\pi} \int_0^r \frac{r^2 \cos \alpha d\alpha dr}{(r^2 + h^2)^{3/2}} \cdot (h z_r - \frac{1}{2} z_r^2 + \dots) \dots \dots (3)$$

und ähnlich  $U_{yz}$ , wenn statt  $\cos \alpha$  gesetzt wird  $\sin \alpha$ . Hierin bedeutet

$G$  die Gravitationskonstante,

$s$  die Oberflächendichte,

$h$  die Höhe des Schwerpunktes der Drehwage über dem Terrain.

Die höheren Glieder in der Reihe unter dem Integralzeichen können auch in sehr ungünstigem Gelände unberücksichtigt bleiben. Da

$$\int_0^{2\pi} h^2 \cos \alpha d\alpha = 0$$

ist, so kann auch der genäherte Ausdruck für die Gradienten geschrieben werden

$$U_{xz} = -\frac{3}{2} G s \int_0^{2\pi} \int_0^r \frac{r^2 \cos \alpha d\alpha dr}{(r^2 + h^2)^{5/2}} (z_r - h)^2 \dots \dots \dots (4)$$

Sind die Höhendifferenzen in der Nähe der Station klein, so kann man sich auf das Glied  $h z_r$  unter dem Integralzeichen beschränken. Es ist dann

$$\int_0^{2\pi} z_n \cos \alpha d\alpha = \pi c_n$$

und

$$\int_0^{2\pi} z_n \sin \alpha d\alpha = \pi b_n.$$

Von den Konstanten der Fourierschen Reihe brauchen daher nur die Konstanten  $b_n$  und  $c_n$  berechnet zu werden, für die Krümmungsgrößen kommen nur noch  $d_n$  und  $e_n$  hinzu. Es ist also eine vollständige mathematische Darstellung der Terrainform nicht erforderlich, wodurch die Rechnung außerordentlich vereinfacht wird.

Das Glied  $z_r^2$  unter dem Integralzeichen ist in meiner oben bezeichneten Abhandlung, ähnlich wie auch in der Eötvösschen Theorie der Geländekorrektion, nur für die Kreise mit den Radien 1.5, 3 und 5 m berücksichtigt. Sein Einfluß prägt sich durch die Zusatzglieder  $Q$  und  $Q_1$  auf S. 87 und 88 aus. Sind jedoch größere Höhendifferenzen schon innerhalb des Kreises mit dem Radius 10 m vorhanden, so muß das Glied  $z_r^2$  auch über 5 m hinaus berücksichtigt werden. In meiner Abhandlung ist das Quadrat der Ausdrücke (1) bzw. (2) bei der Integration verwendet. Dies ist insofern für die praktische Rechnung nicht vorteilhaft, als in den Quadraten sämtliche Konstanten der Fourierschen Reihe auftreten, wie man aus den Gleichungen (14) auf S. 85 ersehen kann. Deshalb ist es besser, wie folgt zu verfahren.

Das Quadrat von (2) läßt sich auf die Form bringen:

$$z_n^2 = A_n + B_n \sin \alpha + C_n \cos \alpha + D_n \sin 2\alpha + E_n \cos 2\alpha + \dots \dots (4a)$$

Die Konstanten  $A_n$ ,  $B_n$ ,  $C_n$  usw. können aus den Quadraten der gemessenen Höhendifferenzen in ähnlicher Weise leicht gefunden werden, wie  $a_n$ ,  $b_n$ ,  $c_n$  usw. aus den Höhendifferenzen selbst. Es ist jetzt

$$\left. \begin{aligned} \int_0^{2\pi} z_n^3 \cos \alpha d\alpha &= \pi C_n, \\ \int_0^{2\pi} z_n^3 \sin \alpha d\alpha &= \pi B_n. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (5)$$

In dem Ausdruck für die Krümmungsgrößen tritt das Glied  $z_r^2$  nicht auf. Von der Fourierschen Reihe für  $z_n^2$  brauchen also nur die zwei Konstanten  $B_n$  und  $C_n$  berechnet zu werden, wodurch auf sehr bequeme Weise das Glied  $z_r^2$  für die Höhendifferenzen in beliebigen Entfernungen berücksichtigt werden kann.

An Stelle des unter (1) angenommenen Gesetzes der Höhenänderung zwischen zwei aufeinanderfolgenden Kreisen in beliebiger Richtung nimmt man bei dem quadratischen Gliede bequemer

$$z_r^2 = M + Nr + Pr^2 \dots \dots \dots (6)$$

an. Die Konstanten  $M$ ,  $P$  und  $N$  sind nun aus den Höhen  $z_n$ ,  $z_{n+1}$  und  $z_{n+2}$  auf drei aufeinanderfolgenden Kreisen zu bestimmen. Es wird also der Einfluß des Teiles des Terrains berechnet, welcher durch den Ring mit den Radien  $r_n$  und  $r_{n+2}$  begrenzt ist. Im allgemeinen werden die nach dem unter (6) und unter (1) angenommenen Gesetz berechneten Höhen nicht erheblich voneinander abweichen, jedenfalls kann (6) wohl mit derselben Berechtigung benutzt werden wie (1). In vielen Fällen wird es genügen, in größerer Entfernung von der Station von der Variation von  $z_r$  zwischen zwei aufeinanderfolgenden Kreisen in einer gegebenen Richtung abzusehen, d. h. das Gesetz einzuführen

$$z_r^2 = \left( \frac{z + z_{n+1}}{2} \right)^2.$$

Die Konstanten  $B$  und  $C$  werden dann aus den Quadraten der mittleren Höhen berechnet und seien bezeichnet mit  $B_{n+1/2}$ ,  $C_{n+1/2}$ .

Bezeichnet

$$J_1 = \int_{r_n}^{r_{n+2}} \frac{r^3 dr}{(r^2 + h^2)^{5/2}}, \quad J_3 = \int_{r_n}^{r_{n+2}} \frac{r^2 dr}{(r^2 + h^2)^{5/2}}, \quad J_2 = \int_{r_n}^{r_{n+2}} \frac{r^4 dr}{(r^2 + h^2)^{5/2}} \dots \dots (7)$$

so ist der von  $z_r^2$  abhängige Teil der Geländewirkung für die Massen zwischen den Kreisen  $r_n$  und  $r_{n+2}$ :

$$U'_{zz} = -\frac{3}{2} Gs \left( J_3 \int_0^{2\pi} M \cos \alpha d\alpha + J_1 \int_0^{2\pi} N \cos \alpha d\alpha + J_2 \int_0^{2\pi} P \cos \alpha d\alpha \right) \dots (8)$$



Die Konstanten  $M, N, P$  bestimmen sich wie folgt:

$$M = \varepsilon_n^2 \frac{r_{n+1} r_{n+2}}{d_{n+1} (d_{n+2} + d_{n+1})} - \varepsilon_{n+1}^2 \frac{r_n r_{n+2}}{d_{n+1} d_{n+2}} + \varepsilon_{n+2}^2 \frac{r_n r_{n+1}}{d_{n+2} (d_{n+2} + d_{n+1})},$$

$$N = -\varepsilon_n^2 \frac{r_{n+2} + r_{n+1}}{d_{n+1} (d_{n+2} + d_{n+1})} + \varepsilon_{n+1}^2 \frac{r_{n+2} + r_n}{d_{n+1} d_{n+2}} - \varepsilon_{n+2}^2 \frac{r_{n+1} + r_n}{d_{n+2} (d_{n+2} + d_{n+1})},$$

$$P = \frac{\varepsilon_n^2}{d_{n+1} (d_{n+2} + d_{n+1})} - \frac{\varepsilon_{n+1}^2}{d_{n+1} d_{n+2}} + \frac{\varepsilon_{n+2}^2}{d_{n+2} (d_{n+2} + d_{n+1})},$$

wo

$$d_{n+1} = r_{n+1} - r_n, \quad d_{n+2} = r_{n+2} - r_{n+1}$$

ist. Mit Rücksicht auf die Beziehungen (5) erhält man für das ganze Terrain:

$$U_{xz} = -\frac{3}{2} G s \pi \sum_{n=0}^{n=\nu} \left( \frac{C_n}{d_{n+1} (d_{n+2} + d_{n+1})} (J_3 r_{n+1} r_{n+2} - J_1 (r_{n+2} + r_{n+1}) + J_2) \right. \\ \left. + \frac{C_{n+1}}{d_{n+1} d_{n+2}} (-J_3 r_n r_{n+2} + J_1 (r_{n+2} + r_n) - J_2) \right. \\ \left. + \frac{C_{n+2}}{d_{n+2} (d_{n+2} + d_{n+1})} (J_3 r_n r_{n+1} - J_1 (r_{n+1} + r_n) + J_2) \right) \quad (9)$$

Im Sinne des angenommenen Gesetzes darf die Reihe nur bei der Konstante mit geradem Index  $n + 2$  abgebrochen werden.

Die Formel für  $U_{yz}$  wird gewonnen, wenn man im voranstehenden Ausdruck statt  $C_n, C_{n+1}, C_{n+2}$  setzt  $B_n, B_{n+1}, B_{n+2}$ .

Werden die Integrale (7) für die Grenzen  $r_n$  und  $r_{n+1}$  mit

$$(J_1)_n^{n+1}, \quad (J_3)_n^{n+1}, \quad (J_2)_n^{n+1}$$

bezeichnet, so wird der vollständige Wert der Geländegradiënten:

$$U_{xz} = 3 G s \pi h \sum_{n=0}^{n=\nu} \left( \frac{c_n}{d_{n+1}} (r_{n+1} (J_3)_n^{n+1} - (J_1)_n^{n+1}) \right. \\ \left. + \frac{c_{n+1}}{d_{n+1}} ((J_1)_n^{n+1} - r_n (J_3)_n^{n+1}) \right. \\ \left. + \frac{c_{n+1}}{d_{n+2}} (r_{n+2} (J_3)_{n+1}^{n+2} - (J_1)_{n+1}^{n+2}) \right. \\ \left. + \frac{c_{n+2}}{d_{n+2}} ((J_1)_{n+1}^{n+2} - r_{n+1} (J_3)_{n+1}^{n+2}) \right) + \text{Ausdruck (9)}$$

und ähnlich  $U_{yz}$ , wenn man für  $c_n$  setzt  $b_n$ .

Für die numerische Anwendung wird es praktisch sein,  $c_n, b_n$  in Zentimetern zu nehmen, die Quadrate der Höhendifferenzen (also  $B_n, C_n$ ) in Quadratmetern auszudrücken.

Werden auf jedem Kreise (Radius  $r_n$ ) in  $m$  Punkten die Höhen gemessen und diese Höhen mit  $z_{n,m}$  bezeichnet, so ist

$$\left. \begin{aligned} \frac{m}{2} b_n &= \sum_m z_{n,m} \sin \alpha, & \frac{m}{2} B_n &= \sum_m z_{n,m}^2 \sin \alpha, \\ \frac{m}{2} c_n &= \sum_m z_{n,m} \cos \alpha, & \frac{m}{2} C_n &= \sum_m z_{n,m}^2 \cos \alpha. \end{aligned} \right\} \dots (10)$$

Wenn die Höhen auf den Kreisen mit den Radien 1.5, 3, 5, 10, 20, 30, 40, 50, 70, 100, 150, 250, 400, 600, 800, 1100, 1500, 2000, 3000, 5000, 8000, 12000 m gemessen,  $b_n$ ,  $c_n$  aus den Höhendifferenzen  $z_n$  in Zentimetern,  $B_n$ ,  $C_n$  dagegen aus den Quadraten der in Metern ausgedrückten Höhendifferenzen  $z_n^2$  bestimmt werden, so ergeben sich folgende Formeln für die Gradienten der Geländewirkung bei der Schwerpunkthöhe der Drehwaage  $h = 90$  cm.  $E$  bedeutet entsprechend meinem Vorschlag in der oben erwähnten Abhandlung 1 „Eötvös“  $= 1.10^{-9}$  CGS.

Die Indizes der Konstanten  $c_n$  und  $b_n$  bzw.  $C_n$ ,  $B_n$  beziehen sich der Reihe nach auf die angeführten Kreisradien.  $c_1$  und  $C_1$  sind berechnet nach den Formeln (10) aus den Höhen bzw. Quadraten der Höhen auf dem Kreise mit dem Radius 1.5 m,  $c_2$  und  $C_2$  aus denselben Größen auf dem Kreise mit dem Radius 3 m usw.

$c_n$  in cm-,  $C_n$  in qm-Einheiten.

$$\left. \begin{aligned} U_{xz} &= \frac{s}{2} E (2.364 c_1 + 0.643 c_2 + 0.2394 c_3 + 0.0819 c_4 + 0.0186 c_5 \\ &\quad + 0.00467 c_6 + 0.00187 c_7 + 0.001204 c_8 + 0.000803 c_9 \\ &\quad + 0.0004284 c_{10} + \dots \\ &\quad - 172.9 C_1 - 11.64 C_2 - 17.92 C_3 - 3.020 C_4 - 1.454 C_5 \\ &\quad - 0.031 C_6 - 0.1404 C_7 - 0.0399 C_8 - 0.0592 C_9 \\ &\quad - 0.0152 C_{10} - 0.01671 C_{11} - 0.00346 C_{12} - 0.00242 C_{13} \\ &\quad - 0.000336 C_{14} - 0.0003937 C_{15} - 0.0001110 C_{16} \\ &\quad - 0.0001133 C_{17} - 0.000032581 C_{18} - 0.000041775 C_{19} \\ &\quad - 0.000008157 C_{20} - 0.000006048 C_{21} \\ &\quad - 0.0000004454 C_{22}). \end{aligned} \right\} \dots (11)$$

Bei der praktischen Anwendung beachte man die Bemerkung oben im Anschluß an Ausdruck (9).

$U_{yz}$  erhält man, wenn man in der vorstehenden Formel  $c_1$ ,  $c_2$  usw. mit  $b_1$ ,  $b_2$  und  $C_1$ ,  $C_2$  mit  $B_1$ ,  $B_2$  vertauscht.

Die in meiner eingangs erwähnten Abhandlung gegebenen Formeln für die Krümmungsgrößen  $U_d$  und  $U_{xy}$  bleiben ungeändert.

Wenn man in großen Entfernungen von der Station Kreise mit anderen Radien als oben angegeben wählen möchte und sich mit der Verwendung des

Mittels der Höhen auf zwei aufeinanderfolgenden Kreisen in jedem Azimut begnügt, wie oben ausgeführt, so wird

$$\left. \begin{aligned} U_{xz} &= -\frac{3 G s \pi}{2} C_{n+1/2} (J_3)_n^{n+1}, \\ U_{yz} &= -\frac{3 G s \pi}{2} B_{n+1/2} (J_3)_n^{n+1}. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (12)$$

Für größere Entfernungen ist angenähert

$$(J_3)_n^{n+1} = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{r_n^2} - \frac{1}{r_{n+1}^2} \right) \left( 1 - \frac{5}{2} \frac{h^2}{r_{n+1/2}^2} \right) \dots \dots \dots (13)$$

wo  $r_{n+1/2}$  den Mittelwert der Radien  $r_n$  und  $r_{n+1}$  bezeichnet.

Für die Berechnung der Gradienten des Geländes ist die Ableitung der  $b_n$ ,  $c_n$  nicht notwendig, wenn man von der Beziehung (4) ausgeht. Man bildet die Höhendifferenzen relativ zum Schwerpunkt der Drehwage

$$z_n - h = \xi_n$$

auf jedem Kreise und berechnet  $\xi_n^2$ . Die Konstanten  $B_n$ ,  $C_n$  werden entsprechend der Darstellung

$$\xi_n^2 = A_n + B_n \sin \alpha + C_n \cos \alpha + \dots \dots \dots (14)$$

in ähnlicher Weise gefunden, wie oben die Ableitung von  $B_n$ ,  $C_n$  aus  $z_n^2$  angegeben wurde (10). Wird für  $\xi_n^2$  dasselbe Gesetz angenommen wie unter (6) für  $z_n^2$ , so ist für die Schwerpunkthöhe der Drehwage  $h = 0.9$  m, wenn  $\xi_n$  in Metern ausgedrückt ist, der vollständige Ausdruck für die Gradienten

$$\left. \begin{aligned} U_{xz} &= \frac{s}{2} E \left( -172.9 C_1 - 11.64 C_2 - 17.92 C_3 - 3.020 C_4 \text{ usw., s. (11)} \right), \\ U_{yz} &= \frac{s}{2} E \left( -172.9 B_1 - 11.64 B_2 - 17.92 B_3 \text{ usw.} \right). \end{aligned} \right\} (15)$$

Für die Berechnung der Krümmungsgrößen  $U_{xx}$  und  $U_{xy}$  ist die Darstellung der Höhendifferenzen selbst ( $z_n$ ) durch eine Fouriersche Reihe und die Ableitung der oben unter (2) definierten Konstanten  $d_n$ ,  $e_n$  notwendig. Da die Berechnung von  $b_n$  und  $c_n$  nur eine geringe Mühe ist, so wird praktisch kein großer Unterschied sein, ob man die Gradienten nach den Formeln (11) oder (15) berechnet. Man kann jedoch für die Berechnung von  $d_n$ ,  $e_n$  auch die Differenzen  $z_n - h = \xi_n$  benutzen, weil

$$\xi_n = a'_n + b_n \sin \alpha + c_n \cos \alpha + d_n \sin 2\alpha + e_n \cos 2\alpha$$

und

$$\int_0^{2\pi} h \cos 2\alpha d\alpha = 0$$

ist, so daß man die Gradienten und Krümmungen nur mit  $\xi_n$  bzw.  $\xi_n^2$  berechnen kann.

Prinzipiell würde es keine Schwierigkeit sein, an Stelle des oben unter (6) angenommenen Gesetzes für die Variation von  $z_n^2$  das unter (1) angeführte Gesetz der linearen Änderung von  $z_r$  zu verwenden. Man müßte in diesem Falle außer  $z_n^2$  auch noch das Produkt  $z_n z_{n+1}$  bzw.  $\xi_n \xi_{n+1}$  durch eine Fouriersche Reihe darstellen:

$$z_n z_{n+1} = A_{n, n+1} + B_{n, n+1} \sin \alpha + C_{n, n+1} \cos \alpha + \dots \dots (16)$$

oder auch  $\xi_n \xi_{n+1}$  gleich dem voranstehenden Ausdruck. Man hätte dann an Stelle von (9)

$$U_{xz} = - \frac{3 G s \pi}{2 d_{n+1}^2} \sum_{n=0}^{n=\infty} \left( \begin{aligned} & 2 C_{n, n+1} \left( - (J_3)_n^{n+1} r_n r_{n+1} + (J_1)_n^{n+1} (r_{n+1} + r_n) - (J_2)_n^{n+1} \right) \\ & + C_n \left( (J_3)_n^{n+1} r_{n+1}^2 - 2 (J_1)_n^{n+1} r_{n+1} + (J_2)_n^{n+1} \right) \\ & + C_{n+1} \left( (J_3)_n^{n+1} r_n^2 - 2 (J_1)_n^{n+1} r_n + (J_2)_n^{n+1} \right), \end{aligned} \right) \quad (17)$$

wo  $C_{n, n+1}$  durch (16) und  $C_n$  und  $C_{n+1}$  durch (4a) oder (14) definiert sind.

Man würde also für eine vollständige Berechnung der Geländewirkung für jeden Kreis die Konstanten von drei Fourierschen Reihen zu berechnen haben, was den Aufwand an mechanischer Rechenarbeit empfindlich vermehren würde.

## Bemerkungen zu der Untersuchung von Herrn Myrbach, ob Sonnenflecken und Mondphase einen auslösenden Einfluß auf Erdbeben haben.

Von E. Tams.

Die vogtländischen Erdbebenschwärme sind zeitlich nicht umfassend genug, um eine ins einzelne gehende Analyse des Häufigkeitsganges ihrer Stöße im synodischen Monat zu rechtfertigen. Im übrigen kann aus dem Material nicht auf das Vorhandensein einer synodisch monatlichen Periodizität geschlossen werden. Die nach dieser Richtung von J. F. J. Schmidt verarbeiteten, wenig vollständigen älteren Erdbebendaten dürften in ihren Häufigkeitsschwankungen Zufälligkeitscharakter tragen.

1. Nachdem Herr Conrad\*) es unternommen hat, den Zufälligkeitscharakter der Schwankungen in den von Herrn Myrbach angegebenen Häufig-

\*) Einer brieflichen Benachrichtigung zufolge. Siehe auch den diesbezüglichen Artikel von Herrn Conrad in dieser Zeitschr. 2, 309 ff. (1926), sowie die den gleichen Gegenstand behandelnden Ausführungen von Herrn Meissner: Ebenda, S. 311 ff. Ich möchte bezüglich des Zufallscharakters der Häufigkeitsschwankungen dem Ergebnis von Herrn Conrad beitreten, da hier das Abbésche und das Helmhertsche Kriterium sinn gemäß auf die unausgeglichene Werte angewandt ist, während Herr Meissner unter gewissen Modifikationen von den ausgeglichenen Werten ausgeht. Auch können gegen das von letzterem Autor eingeschlagene einfache Verfahren der Berechnung der relativen



keitszahlen der in Wien von 1906 bis 1925 registrierten Nahbeben in bezug auf den synodischen Monat<sup>1)</sup> aufzuzeigen, möchte ich zunächst noch kurz auf meine Untersuchung eines Einflusses der Mondphasen auf die Stoßfrequenz der vogtländischen Erdbebenschwärme zurückkommen. Herr Myrbach hält die von mir dabei gewählte Einteilung in die vier Gruppen nach den vier Hauptphasen für unzumutbar, da die Gruppen zu groß seien. Es ist aber zu bedenken, daß die sieben von mir bearbeiteten Schwärme sich mit teilweise sehr langen Unterbrechungen durch 12 Jahre hindurch zusammengenommen mit 3003 Stößen nur über 343 Tage, d. h. also über wenig mehr als 11 Monate erstrecken. Bei der für die Einzelstöße von Schwarmbeben besonders charakteristischen Neigung in Gruppen aufzutreten, indem sie zweifellos viel enger endogen untereinander verbunden sind als gewöhnliche Erdbeben, halte ich eine nur 11 malige Wiederkehr derselben Monatsphase für nicht ausreichend, um darauf eine genauere analytische Untersuchung auf Perioden innerhalb des synodischen Monats zu gründen. Schon bei der ausführlich rechnerisch durchgeführten Untersuchung des sonnen- und mondtägigen Ganges der Stoßfrequenz ließ die hier vorhandene, zeitweise sehr ausgeprägte Neigung zu gruppenartigem Auftreten (siehe unten) den zeitlichen Ablauf des ganzen Vorganges zum Teil wenig durchsichtig erscheinen<sup>2) 3)</sup>. Man wird nach diesem auch nicht etwa einwenden können, daß ja Herr Conrad mit so gutem Erfolg den jährlichen Gang der Häufigkeit der österreichischen Erdbeben auch nur auf Grund eines Materials von 2497 Einzelbeben in 11 Jahren untersucht hat. Hier handelte es sich eben, nachdem alle Nachstöße größerer Hauptbeben und alle Bebenschwärme ausgeschieden waren, nur noch um voneinander praktisch unabhängige Beben.

Aus diesem Grunde halte ich es für geboten, sich im Falle der vogtländischen Erdbebenschwärme auf die einfachere Feststellung zu beschränken, wieviel Stöße auf die Zeitabschnitte der vier Hauptmondphasen entfallen, indem mir dabei allerdings zugleich die Möglichkeit einer etwaigen Frequenzbeeinflussung durch die Gezeitenwirkung durchaus im Vordergrund steht. Ich halte aber darüber hinaus auch weiter an meinem Standpunkt fest, daß aus den so von mir gewonnenen und auch von Herrn Meissner<sup>6)</sup> diskutierten Zahlen Anzeichen einer anders gearteten, synodisch monatlichen Periode nicht entnommen werden können. Aus meiner hier in Betracht kommenden Tabelle seien noch einmal die betreffenden Gesamtsummen hergesetzt:

	Phase	beobachtet	berechnet
Alle Schwärme zusammen- genommen	Erstes Viertel . . . . .	1295 Stöße	749 Stöße
	Vollmond . . . . .	620 "	681 "
	Letztes Viertel . . . . .	356 "	749 "
	Neumond . . . . .	657 "	749 "

Amplitude bei Anwendung des Kriteriums der Expektanz Bedenken erhoben werden. Schließlich sei unter Hinweis auf die entsprechende Bemerkung von Herrn Conrad (S. 310) auch hier noch einmal hervorgehoben, daß durch die von Herrn Myrbach vorgenommene, nicht wohl zu rechtfertigende Gewichtsuteilung von vornherein eine Entstellung in der zeitlichen Verteilung der Beben bedingt wird.

Übrigens hat ja Herr Meissner selbst sein scheinbar abweichendes Ergebnis sehr vorsichtig formuliert, indem er meiner Ansicht gegenüber, daß das verschiedene Verhalten bei beiden Vierteln auf Zufall beruhe, auf Grund seiner schon an sich auf einer gar zu schmalen Basis ausgeführten Berechnung von Amplituden und Phasen für die einzelnen Schwärme abschließend bemerkt: „Man könnte, zumal mit Rücksicht auf die mittleren Fehler der Koeffizienten, hier wohl kaum noch von Zufall reden, wenn nicht die Anzahl der Fehlergleichungen die der Normalgleichungen nur um 2 überträfe“. [Von mir gesperrt; Einzelheiten siehe in § 5 von <sup>5)</sup>.] Trotzdem sonach meine Ansicht in der Tat nicht entkräftet worden war, habe ich in <sup>4)</sup>, S. 62 meinen Standpunkt noch mehr im einzelnen begründet, wobei dann aber gerade die zwei Sätze wesentlich sind, die Herr Myrbach, weil er sie zweifellos für weniger wichtig hielt, nicht mit zitiert hat, und welche zwischen den beiden letzten von Herrn Myrbach angeführten Sätzen stehen. Ich schrieb: „Die so hohe Stoßzahl während des ersten Viertels dürfte lediglich darauf zurückzuführen sein, daß die schon an sich sehr hervortretende stoßreichste Periode der drei Schwärme von 1897, 1903 und 1908 zufällig gerade wesentlich in die Zeit des ersten Viertels fällt“ und fuhr dann fort: „Die übrigen Zeitabschnitte der beim Schwarm von 1903 noch zweimal und beim Schwarm von 1908 noch einmal wiederkehrenden gleichen Phase heben sich mit ihrer Stoßzahl durchaus nicht weiter hervor, und analog liegen die Verhältnisse bei den beiden Schwärmen von 1900, während die zwei Schwärme von 1901 mit allerdings nur 116 Stößen im ganzen ein doch immerhin merkliches Defizit an Stößen zur Zeit des ersten Viertels zeigen. Es würde ja schon genügen, nur zwei außergewöhnlich hohe und sicher wesentlich endogen bedingte Tagesfrequenzen des Schwarmes von 1908, welche als die einzigen über 200 betragen und mit zusammen 627 Stößen in die Zeit des ersten Viertels fallen, in Abzug zu bringen, um eine ganz erheblich weniger ungleichmäßige Verteilung zu erhalten\*)“, um dann diesen ganzen Passus mit den Worten zu schließen: „Wir vermögen daher nicht, wozu O. Meissner neigen möchte, Anzeichen einer synodisch monatlichen Periode zu erkennen“.

Zur Beleuchtung des Umstandes, wie sprunghaft sich bei Schwarmbeben die täglichen Stoßfrequenzen ändern können, sei nur darauf hingewiesen, daß bei dem Schwarm von 1897 dem stoßreichsten Tage mit 98 Stößen sechs Tage vorangehen mit Frequenzen von nur 1, 18, 11, 0, 3, 22 Stößen und sechs Tage folgen mit Frequenzen von nur 11, 13, 5, 2, 15, 9 Stößen. Sogar die beiden aufeinanderfolgenden, besonders hohen maximalen Tagesfrequenzen bei dem

\*) Das oben mitgeteilte Verteilungsbild würde dann ja, wie hier noch angemerkt sei, folgendermaßen aussehen:

	beobachtet	berechnet
Erstes Viertel . . . . .	668 Stöße	589 Stöße
Vollmond . . . . .	620 "	535 "
Letztes Viertel . . . . .	356 "	589 "
Neumond . . . . .	657 "	589 "

Schwarm von 1908 mit 256 und 371 Stößen werden an den vorhergehenden neun Tagen nur mit Frequenzen von 0 bis 17 Stößen eingeleitet, um sodann in den darauffolgenden Tagen sofort wieder auf 139, 123, 52, 23 usw. abzufallen. Daß der Abfall durchweg ungleich weniger plötzlich ist als der Anstieg, ist ein ganz allgemeiner seismischer Vorgang. Diese Verhältnisse lassen das Ergebnis von Herrn Meissner, abgesehen von der für die angestellte Rechnung gewiß nicht ausreichenden Unterlage, in der Tat nur als ein formales erscheinen und weisen darauf hin, daß bei der Diskussion solcher Zahlen besondere Vorsicht notwendig ist, indem die Erörterung unter dem Gesichtspunkt zu erfolgen hat, daß die Einzelstöße hier nicht immer hinreichend als voneinander unabhängige Erscheinungen aufgefaßt werden können.

2. Was die von Herrn Myrbach am Schlusse seiner Arbeit noch angeführten Ergebnisse einer älteren Untersuchung von J. F. J. Schmidt<sup>6)</sup> betrifft, so dürfte denselben gegenüber, trotz der durch diesen Autor an sich so sorgfältig durchgeführten Verarbeitung des ihm damals zur Verfügung stehenden Materials doch nunmehr einige Zurückhaltung geboten erscheinen. Für die 32 Jahre von 1842 bis 1873 konnte Schmidt, ohne sich auf eine bestimmte abgegrenzte Region zu beschränken, im ganzen nur 8224 Erdbeben tage zählen, wobei aber „ein Tag doppelt, dreifach oder mehrfach gerechnet war, wenn an solchem Erdbeben in ganz verschiedenen Gebieten auftraten, in denen besondere Zentra der Erschütterungen nachgewiesen werden können“. Für die weiter noch mitberücksichtigten 66 Jahre von 1776 bis 1841 stellt sich aber diese Zahl sogar nur auf rund 5000. Das sind nun sehr kleine Zahlen, wenn man dagegen hält, daß z. B. in den 11 Jahren von 1897 bis 1907 allein in Österreich, das keineswegs zu den erdbebenreichsten Ländern gehört, 1476 Erdbeben tage mit 2497 Einzelbeben festgestellt werden konnten, d. h. im Durchschnitt jährlich 130 bis 140 Erdbeben tage mit 220 bis 230 Einzelbeben.

Häufigkeit der Erdbeben tage und Mondalter nach J. F. J. Schmidt.

	Mondalter	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Erdbeben tage . . . . .		237	272	297	275	278	291	284	268	287	290
Abweichung vom Mittel		— 40	— 5	+ 20	— 2	+ 1	+ 14	+ 7	— 9	+ 10	+ 13
	Mondalter	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
Erdbeben tage . . . . .		303	275	255	287	286	254	278	283	279	272
Abweichung vom Mittel		+ 26	— 2	— 22	+ 10	+ 9	— 23	+ 1	+ 6	+ 2	— 5
	Mondalter	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30
Erdbeben tage . . . . .		247	269	254	284	271	254	291	260	277	346
Abweichung vom Mittel		— 30	— 8	— 23	+ 7	— 6	— 23	+ 14	— 17	0	+ 69

Sehen wir aber einmal von dieser erheblichen Lückenhaftigkeit des Schmidtschen Materials ab, da es ja nicht ausgeschlossen ist, daß auch durch unvollständige Daten reale Häufungsstellen angezeigt werden können, so läßt sich aber doch andererseits der Zufälligkeitscharakter der Schwankungen zwischen den von Schmidt für die einzelnen Tage des synodischen Monats ermittelten Summen der Erdbeben tage dartun. Diese Summen und ihre Ab-

weichungen vom Mittel sind, nach dem Mondalter geordnet, für den 32 jährigen Zeitraum von 1842 bis 1873 der vorstehenden Tabelle zu entnehmen\*).

Schließen wir, da es sich in der vorliegenden Reihe um eine ganze Periode des Mondalters handelt, Tag 30 wieder an Tag 1 an, so stehen in der Reihe der Abweichungen  $f = 13$  Zeichenfolgen  $w = 15$  Zeichenwechsel gegenüber. Die Differenz  $f - w = -2$  erfüllt also das für den Zufall gültige Gesetz, das nach Helmert<sup>7)</sup> durch die Gleichung  $f - w = 0 \pm \sqrt{n-1}$  gegeben ist; denn, da hier  $n = 31$ , so  $\sqrt{n-1} = 5.5$ .

Aber auch das Kriterium des Zufalls von Abbe<sup>7)</sup>,  $\frac{2A}{B} = 1 \pm \frac{1}{\sqrt{n}}$ , ist als erfüllt anzusehen. Indem nämlich  $A$  die Summe der Quadrate der Abweichungen vom Mittel und  $B$  die Summe der Quadrate der Differenzen zwischen je zwei aufeinanderfolgenden Abweichungen ist, wobei jetzt  $n = 30$ , ergibt sich  $\frac{2A}{B} = 0.816$  und  $\frac{1}{\sqrt{n}} = 0.183$ , so daß der Quotient  $\frac{2A}{B}$  praktisch an der unteren Grenze des durch den mittleren Fehler umgrenzten Bereichs  $1 \pm \frac{1}{\sqrt{n}}$  liegt.

#### Literatur.

- 1) O. Myrbach: Diese Zeitschr. **2**, 217 ff. (1926).
- 2) E. Tams: Zeitschr. f. angew. Geophys. **1**, 193 ff. (1925).
- 3) Derselbe: Ber. math.-phys. Kl. d. Sächs. Akad. d. Wiss. **76**, 179 ff.
- 4) Derselbe: Die Frage der Periodizität der Erdbeben. Gebr. Borntraeger, Berlin 1926.
- 5) O. Meissner: Diese Zeitschr. **1**, 194 ff. (1924/25).
- 6) J. F. J. Schmidt: Studien über Vulkane und Erdbeben. II. Abteil. Leipzig 1881.
- 7) F. R. Helmert: Sitzungsber. d. Preuß. Akad. d. Wiss. **1**, 594 ff. (1905).

\*) Schmidt selbst stützte seine Schlüsse wesentlich auf zwei Kurven, von denen die eine als mittlere Kurve an Hand der nach der Formel  $\frac{a+b+c}{3}$  ausgeglichenen Werte „nach größter Einfachheit strebt“ und die andere sich diesen ausgeglichenen Werten „so nahe als zulässig anschließt“. Für die erste Kurve ergab sich die Summe der Quadrate der Abweichungen gegen die Ausgangswerte gleich 999 und der wahrscheinliche Fehler gleich  $\pm 0.723$ , für die zweite Kurve mit schon recht kompliziertem Verlauf (zwei Hauptmaxima und ein Hauptminimum, sowie zwei sekundäre Maxima und drei sekundäre Minima) betrugen die entsprechenden Werte 407 bzw.  $\pm 0.462$ . Die hier angegebenen wahrscheinlichen Fehler charakterisieren natürlich nur den Grad der Anpassung der ermittelten Kurven an den Gang der ausgeglichenen Werte.



## Beobachtungen bei Sprengungen.

[Gehört zu den „Forschungsarbeiten bei Sprengungen“, unterstützt von der Notgemeinschaft Deutscher Wissenschaft\*].

Von **G. Angenheister.** — (Mit drei Abbildungen.)

Es wurden Seismogramme bei Sprengungen aufgenommen bis zu 1500 m Entfernung. Aus den Aufzeichnungen werden Laufzeitkurven für verschiedene Phasen abgeleitet und ihre Deutung versucht.

Künstliche Sprengungen versetzen den Untergrund in elastische Bewegung, die sich durch geeignete Seismographen aufzeichnen läßt. Die Diagramme dieser experimentellen Seismik zeigen ähnlich wie die Erdbebendiagramme wohl unterscheidbare Einsätze. Bei der Betrachtung eines einzelnen Diagrammes liegt es nahe — analog wie bei Erdbebendiagrammen —, diese Einsätze als longitudinale, transversale und Oberflächenwellen anzusprechen.

Beim Vergleich der Aufzeichnungen aus den verschiedenen Entfernungen von einigen hundert Metern treten jedoch erhebliche Schwierigkeiten hervor. Schon bei der Identifizierung der zusammengehörigen Einsätze; noch mehr bei der physikalischen Deutung der Wellennatur. Vor allem gilt dies, wenn nur Aufzeichnungen einer einzigen Komponente vorliegen; dann ist der Willkür viel Raum gegeben. Finden die Versuche statt auf einem Untergrund, der schon in den von den aufgezeichneten Wellen durchlaufenen Tiefen ausgesprochene Schichtung aufweist, so mehrten sich die Einsätze und damit die Schwierigkeit ihrer Deutung. Gewiß gibt schon die bisher meistens benutzte Laufzeitkurve des ersten Einsatzes einen für die Schichtung des Untergrundes sehr wichtigen Anhalt. Gelingt es jedoch, die Wellennatur weiterer Einsätze zu deuten und die zusammengehörigen Einsätze in den Aufzeichnungen aus verschiedenen Entfernungen zu erkennen, so öffnen sich neue Wege zur seismischen Erschließung des Untergrundes.

Zum Studium der obigen Aufgabe ist eine systematische Untersuchung der Aufzeichnung der Bewegung in verschiedenen Entfernungen vom Sprengort, in jeder Entfernung mit drei Komponenten, erforderlich.

Für die Theorie der Erdbebenwellen haben experimentelle Arbeiten dieser Art eine große Bedeutung, denn die physikalische Natur der Erdbebenwellen ist noch keineswegs für alle Einsätze mit Sicherheit festgestellt.

Der praktische Wert der seismischen Aufschlußmethode für den Bergbau braucht nicht mehr besonders betont zu werden. Er ist durch die schönen Erfolge von Dr. L. Mintrop hinlänglich bekannt.

Ein Teil der elastischen Wellen, die bei Sprengungen aufgezeichnet werden können, dringt noch tiefer hinab, als die durch Bergbau erschließbaren Schichten liegen. Die Arbeiten, die in den letzten Jahren vom Geophysikalischen Institut

---

\*) Nach einem Vortrag, gehalten auf der Naturforscherversammlung in Düsseldorf, Sept. 1926; ergänzt durch spätere Aufzeichnungen.

in Göttingen unter der Leitung von Prof. Wiechert ausgeführt worden sind und über die Herr Prof. Wiechert ausführlich berichtet hat, deuten dies an. Es besteht somit berechtigte Hoffnung, daß die seismische Methode als Hilfsmittel der geologischen Forschung die großen Probleme der Tektonik und des Aufbaues der Erdrinde lösen helfen wird.

Im folgenden soll über einige Vorversuche berichtet werden, die von der geophysikalischen Abteilung des Geodätischen Instituts in Potsdam angestellt wurden. Es sind Beobachtungen in der Nähe der Sprengstelle zwischen 235 und 1570 m, und zwar zunächst mit einer Komponente.

Es ist der Unterstützung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft zu verdanken, daß diese Arbeiten, die sich als ein Teil in ein größeres Arbeitsprogramm einfügen, ausgeführt werden konnten. Die Beobachtungen wurden bei den Sprengungen angestellt, die zu Schallbeobachtungen in Jüterbog stattfanden.

Zu den bisherigen Versuchen wurden drei verschiedene Typen von Seismographen benutzt. Sie besaßen eine Dämpfung, eine Vergrößerung von 100 bis 3000 und Eigenperioden zwischen 0.2 und 1 sec.

Die ersten Versuche wurden mit einem Blattfederseismographen angestellt, den schon Prof. Schweydar zu Erschütterungsmessungen gebaut hatte. Es wurden an diesem Instrument vor dem Gebrauch Änderungen an der Dämpfung und an der Koppelung vorgenommen. Die anderen Apparate wurden im Laufe des Jahres 1926 in der Werkstatt des Geodätischen Instituts gebaut.

Die Aufzeichnungen geschahen zum Teil photographisch, zum Teil durch Rußschreiber. Die benutzten Registriergeschwindigkeiten betrugen bis zu 6 cm/sec. Der Zeitpunkt der Sprengung wurde auf dem Registrierstreifen aufgezeichnet.

Beim Bau dieser Instrumente und bei den Aufnahmen waren besonders Dr. Picht und seit Herbst 1926 Dr. Schneider, und unter ihrer Leitung die Mechaniker Lehmann und Rebenstorff tätig. Über die Instrumente wird später eingehender berichtet werden.

Im folgenden sind zwei Arten von Sprengungen zu unterscheiden: „Tiefensprengungen“, bei denen der Sprengstoff mehrere Meter tief im Boden eingegraben war ( $\Delta = 835$  m,  $\Delta = 1300$  m), und „Oberflächensprengungen“, bei denen der Sprengstoff auf der Erdoberfläche lag ( $\Delta = 235$  m,  $\Delta = 277$  m,  $\Delta = 285$  m,  $\Delta = 860$  m,  $\Delta = 1545$  m).

Auf den Seismogrammen heben sich einige Einsätze deutlich hervor. Seismogramme, die in gleicher Entfernung und gleichem Azimut vom Sprengherd aufgenommen wurden, sind in ihren Einsätzen überraschend ähnlich. Es handelt sich also um reproduzierbare Vorgänge. Jedem Einsatz kommt eine bestimmte Bedeutung zu. (Siehe die umstehende Fig. 1.)

Der Vergleich von Seismogrammen aus verschiedener Entfernung zeigt, daß bestimmte Einsätze sich mit einiger Sicherheit einander zuordnen lassen. Diese sind in den Seismogrammen und in der Laufzeitkurve mit (1), (2), (3), (4) bezeichnet.

Alle Laufzeitkurven sind im Beobachtungsintervall merklich geradlinig. Die Punkte (1) und (2) liegen nahezu je auf einer Geraden, die die Zeitachse bei

0.25 sec und 0.60 sec schneiden. Dies letztere bedeutet, daß die Bewegungen von einer tiefer liegenden Schicht getragen werden, die etwa bei 100 m Tiefe liegt.

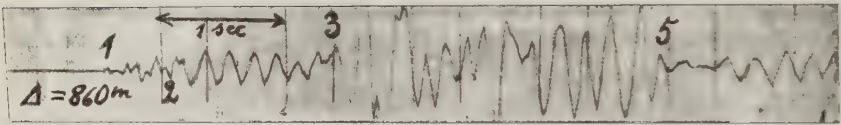
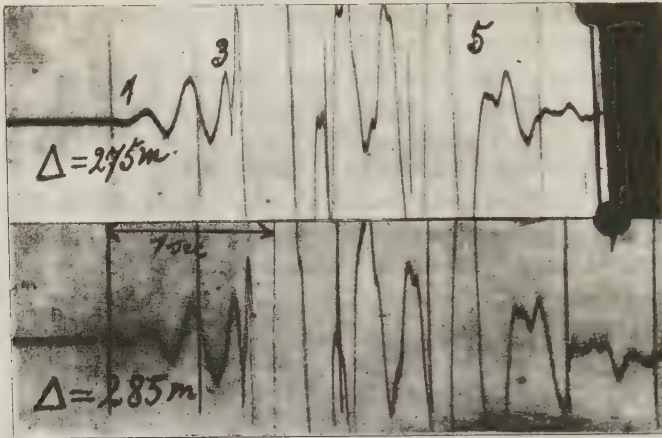


Fig. 1. Seismogramme von Sprengungen.  
Aufgenommen in verschiedenen Entfernungen vom Sprengort.

Die Energie wird dieser tieferen Schicht durch zwei verschiedene Bewegungsformen zugetragen, die die Deckschicht mit den Geschwindigkeiten von etwa 700 bis 800 m/sec und 300 bis 400 m/sec senkrecht durchdringen. In der tieferen Schicht laufen diese Bewegungen mit 1900 m/sec und 1260 m/sec.



Von den Punkten (3) liegen drei recht genau auf der Geraden durch den Nullpunkt, die der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles in Luft entspricht. Es sind dies die Punkte  $\Delta = 285$ , 277 und 860 m, die zu Oberflächensprengungen gehören. Bei ihnen konnte sich eine starke Schallwelle in der Atmosphäre ausbreiten. Bei diesen Seismogrammen zeigen sich bei Eintritt der Phase (3) etwa sechs sehr kurze Schwingungen von ungefähr  $\frac{1}{100}$  sec Periode, die sehr wohl dem Explosionsschall entsprechen können. Diese Luftschwingungen haben vielleicht unmittelbar auf die Unterlage des Seismographen gewirkt, zu dem sie freien Zutritt hatten. Auch das Seismogramm der Oberflächensprengung  $\Delta = 1545$  m enthält zur Zeit der Ankunft des Luftschalles, 4.6 sec nach der Sprengung, auffällige Schwingungen von  $\frac{1}{20}$  sec, die der schon begonnenen stärkeren Bewegung (4) überlagert sind. Die Tiefensprengungen, bei denen der Sprengstoff 5 m tief eingegraben war ( $\Delta = 835$  m und  $\Delta = 1300$  m), zeigen solche kurze Schwingungen nicht. Die vorübergehenden Schallwellen üben auf den Boden — insbesondere auf Hindernisse, und ein solches war der Unterstand, in dem die Kurven aufgenommen wurden — einen Druck aus, der den Boden in Bewegung setzt. Dies ist auch durch andere Erfahrungen bestätigt. Infolgedessen setzt bei Oberflächensprengungen gleichzeitig mit den kurzen, durch den Luftschall erregten Schwingungen bei  $\Delta = 285$  m,  $\Delta = 860$  m und  $\Delta = 1545$  m eine stärkere Bodenbewegung ein.

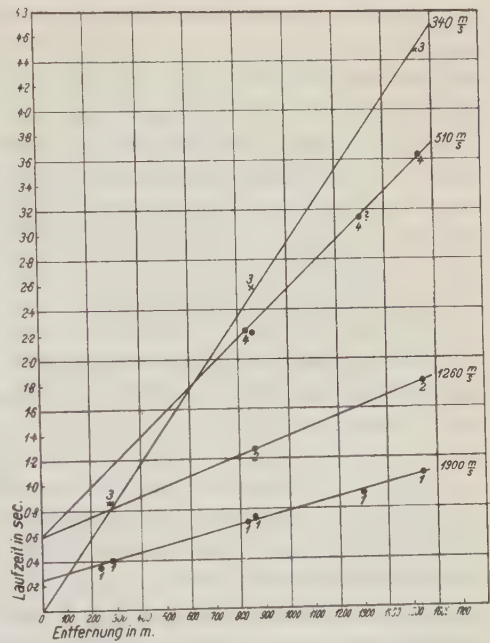


Fig. 2.

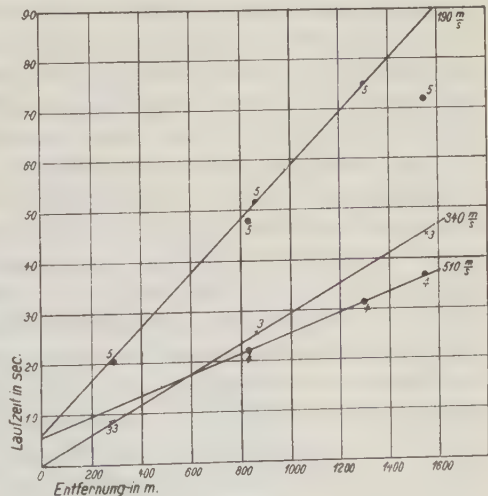


Fig. 3.

Fig. 2 u. 3. Laufzeitkurven der Bodenbewegungen bei Sprengungen.



Anderer Natur sind die großen Ausschläge der Bodenbewegung (4). Sie treten bei den Tiefensprengungen  $\Delta = 835$  m und  $\Delta = 1300$  m schon vor der Zeit auf, die dem Eintreffen des Schalles entspricht. Ihre Laufzeiten liegen auf einer geraden Linie, die die Kurve der Schallausbreitung (3) bei  $\Delta = 600$  m und die Zeitachse bei 0.6 sec schneidet. Diese Bewegung schreitet mit einer Geschwindigkeit von 510 m/sec fort.

Wir können beim Vergleich der Kurven somit außer anderen Einsätzen vor allem vier Phasen unterscheiden:

Phase	Periode in sec	Relative Amplitude	Geschwindigkeit in m/sec
(1)	0.05 bis 0.03	4	1900
(2)	0.2	30	1260
(3)	0.01 bis 0.05	2	333 (Luftschall)
(4)	0.2 „ 0.3	100-200	510

Der physikalische Charakter dieser Wellenzüge läßt sich mit Sicherheit erst angeben, wenn die Bodenbewegung in allen drei Komponenten gleichzeitig beobachtet ist. Dazu müssen weitere Beobachtungen abgewartet werden. Doch sei schon eine vorläufige Bemerkung erlaubt.

Die Verhältnisse der Perioden, Amplituden und Geschwindigkeiten von (1) und (2) sind ähnlich den entsprechenden Verhältnissen des I. und II. Vorläufers bei Erdbeben. Man könnte danach vermuten, daß (1) und (2) longitudinale und transversale Wellenzüge sind, die in derselben Schicht laufen. Ihr Geschwindigkeitsverhältnis ist 1.5. (2) und (4) schneiden die Zeitachse nahezu in demselben Punkt 0.6 sec. Vielleicht ist (4) eine Schichtschwingung, deren Erregung in einer unteren Schicht mit der Geschwindigkeit 510 m/sec fortschreitet. Nach Amplitude und Periode entspricht (4) den Hauptwellen bei Erdbeben.

Überraschend ist das plötzliche Abbrechen der Hauptphase (4). Die Zeitpunkte dieses Endes der Phase (4) sind in Fig. 2 als Funktion von  $\Delta$  eingetragen (5). Vier von den fünf Punkten liegen recht genau auf einer Geraden. Nur  $\Delta = 1545$  m liegt etwa 1.5 sec zu früh. Es liegt nahe, zu vermuten, daß die Bewegung (4) mit 510 m/sec in einer unteren Schicht fortschreitet und dabei die aufliegende Schicht zum Mitschwingen anregt, und daß die obere lockere Sandschicht dieses Mitschwingen selbständig fortleitet, und zwar mit einer wesentlich geringeren Geschwindigkeit. Die in der oberen Schicht an verschiedenen Punkten zwischen Herd und Station von unten her erregten Wellen treffen nach und nach auf der Station ein; zuletzt die nahe dem Herde erregten. Für die nahezu in demselben Azimut vom Herde gelegenen Punkte  $\Delta = 285$  m bis  $\Delta = 1300$  m läuft dieses Mitschwingen der oberen Schicht in ihr mit 190 m/sec, das ist die Geschwindigkeit, mit der das Ende (5) der Hauptwellen (4) fortschreitet.  $\Delta = 1545$  m lag in einem fast  $150^\circ$  abweichenden Azimut; man kann das verfrühte Ende von  $\Delta = 1545$  m dann erklären, wenn man in diesem Azimut eine etwas größere Geschwindigkeit, 229 m/sec, annimmt. Es scheint danach, daß in der unteren Schicht die Bewegung in dreifacher Form fortschreitet, die dem I. und II. Vorläufer und den Hauptwellen bei Erdbeben ent-

spricht, und daß sie die obere Schicht zum Mitschwingen anregt. Mitschwingen der obersten Schicht ist außer bei (4) auch bei anderen Phasen wirksam. Die Bewegungsform des Mitschwingens ist dabei auch von der Art der Bewegung in der unterliegenden, der energieführenden Schicht, also von der Art des Anstoßens abhängig. Die Periode des Mitschwingens wird, soweit sie freie Schwingung ist, von den Dimensionen und der Geschwindigkeit der Deckschicht abhängen. Die Bewegungsform, die aus der unteren Schicht empordringt, kann dadurch entstellt werden; auch bei den ersten Ausschlägen einer Phase. Das ist bei der Ableitung der Wellennatur aus der Form der Aufzeichnung zu bedenken.

Die hier bisher ausgeführten Beobachtungen deuten also an, daß der wesentlichste Vorgang folgender war: Die Energie durchdringt in verschiedener Form und mit verschiedener Geschwindigkeit senkrecht die Deckschicht und erregt die entsprechenden Bewegungen in einer festeren unteren Schicht. Jede dieser Bewegungen schreitet in der unteren Schicht selbständig fort und erregt dabei von unten her die Deckschicht zum Mitschwingen. Für jede Form der Bewegung und auf dem ganzen Wege strahlt also die untere Schicht senkrecht Energie nach oben. Eigene Versuche mit einem Horizontal- und einem Vertikalseismographen, über die noch berichtet wird, scheinen dies zu bestätigen. Die großen von Schweydar und Reich\*) beobachteten Emergenzwinkel sind wohl gleichfalls in diesem Sinne zu deuten. Das Mitschwingen schreitet selbständig in der Deckschicht fort, jedoch mit geringerer Geschwindigkeit als die anregende Bewegung in der unteren Schicht. Die Dauer der Hauptphase wird daher um so länger je größer  $\angle$ . Sie läßt sich aus  $\angle$  und den beiden Geschwindigkeiten in der unteren und oberen Schicht berechnen. Die Hauptphase zeigt regelmäßige Schwingungen von etwa  $\frac{1}{4}$  sec Periode, die Eigenschwingungen einer lockeren oberen Sandschicht sein können. Ihre Dicke ergäbe sich zu 25 m.

Außer den hier angegebenen Einsätzen treten in den Aufzeichnungen noch weitere Einsätze auf, die durch Bewegung in noch tieferen Schichten mit erheblich größerer Geschwindigkeit hervorgerufen sind. Sehr überraschend folgt aus ihnen, daß schon in der geringen Tiefe zwischen 400 und 500 m die hohe Geschwindigkeit von fast 5000 m/sec auftritt. Doch müssen hierzu noch Bestätigungen abgewartet werden.

Nach Fertigstellung der Arbeit teilte mir Herr Dr. Reich mit, daß in der Nähe des Geländes eine Bohrung bis 145 m Tiefe besteht, die bei 97 m das Diluvium durchteuft hat und von 97 bis 127 m Septarienton (Mitteloligocän) antraf; darunter von 127 bis 145 m Buntsandstein. Danach könnte in 500 m wohl Zechstein beginnen, erst Anhydrit (dem die obige Geschwindigkeit von 4500 m/sec entspricht), darunter Steinsalz. Die Bohrungen im Lager gehen weniger tief; sie fanden unter lockeren Sanden in 30 bis 35 m Tiefe festere Tone.

Potsdam, Geodätisches Institut, Januar 1927.

---

\*) Zeitschr. f. Geophys. 2, 351 (1926).

## Ortsgültige Laufzeitkurven.

Von C. W. Lutz in München. — (Mit zwei Texttafeln und einer Textabbildung.)

In Umkehrung des gebräuchlichen Verfahrens werden lediglich aus den Aufzeichnungen einer einzelnen Erdbebenwarte (München) „ortsgültige“ Kurven der Laufzeitdifferenzen gewonnen, die insbesondere für Zwecke der praktischen Seismometrie nützlich sind und auf eine neue Weise die Zuverlässigkeit der bisher meist verwendeten „herdgültigen“ Laufzeitkurven bestätigen.

Die bekannten und viel verwendeten Laufzeitkurven wurden in der Weise gewonnen, daß man vom Epizentrum eines Bebens ausging, dieses zum Aufpunkt eines Koordinatensystems wählte, als Abszissen die Entfernungen der einzelnen Beobachtungsorte, als Ordinaten die zugehörigen Laufzeiten bestimmter Erdbebenwellen auftrug. So ergab sich für jede Wellenart eine Kurve, die genau nur für einen bestimmten Herd mit der ihm zukommenden Herdtiefe gilt. War das Beobachtungsmaterial eines Bebens zu spärlich, so wurden mehrere Beben in der oben beschriebenen Weise zur Zeichnung einer mittleren Laufzeitkurve, die dann für das Mittel der einzelnen Herdtiefen gilt, herangezogen. Diese Kurven seien im folgenden „herdgültige Laufzeitkurven“<sup>1)</sup> genannt, um sie von den gleich zu besprechenden, auf andere Weise abgeleiteten zu unterscheiden. Ein Nachteil des obigen Verfahrens liegt darin, daß hierfür die Aufzeichnungen zahlreicher Erdbebenwarten gebraucht werden, die unter sich meist ungleichwertig sind, und die zu dem nur umständlich und selten vollständig beschafft werden können.

Man kann aber auch lediglich aus den Beobachtungen einer einzelnen Erdbebenwarte Laufzeitkurven gewinnen, wenn nur eine hinreichend große Anzahl von Bebenaufzeichnungen verschiedener Herdentfernungen vorliegt. Das Verfahren ist dann gerade das umgekehrte. Als Ausgangspunkt wird hier der Beobachtungsort selbst genommen, als Abszissen werden die Entfernungen der einzelnen Epizentra und als Ordinaten die zugehörigen Laufzeiten der verschiedenen Wellenarten in ein Koordinatensystem eingetragen. Die so gewonnenen Kurven gelten für die mittlere Herdtiefe der ausgewählten Beben und strenggenommen nur für einen bestimmten Beobachtungsort, weshalb sie im folgenden kurz „ortsgültige Laufzeitkurven“ genannt seien. Freilich müßten zur Bestimmung der Epizentralzeiten und der Epizentralpunkte im allgemeinen bereits vorliegende, also herdgültige Laufzeitkurven verwendet werden, so daß dadurch die ortsgültigen Laufzeitkurven in Abhängigkeit von jenen gerieten. Um das zu vermeiden, empfiehlt es sich, nur die Aufzeichnungen solcher Beben zu verwenden, deren makroseismisches Epizentrum genau bekannt ist, und nicht die Laufzeiten der einzelnen Wellenarten selbst, sondern ihre Laufzeitdifferenzen gegen die zuerst eintreffende, also gegen den Beginn des Seismogramms aufzutragen. Auf diese Weise ergeben sich zunächst Kurven



der Laufzeitdifferenzen, relative Laufzeitkurven, aus denen sich aber die Laufzeitkurven selbst herleiten lassen.

Das eben beschriebene Verfahren, das wohl zuerst C. Mainka<sup>2)</sup> für ganz ähnliche Zwecke anwendete, wurde im folgenden für die Hauptwellenarten durchgeführt. Ich beschränkte mich dabei auf Nahbeben bis 1500 km Epizentralabstand, und zwar aus zwei Gründen. Einmal, weil nur unter den europäischen Beben eine größere Anzahl solcher zu finden war, deren makroseismisches Epizentrum genau genug festgelegt werden konnte; dann aber auch, weil gerade die Nahbebenaufzeichnungen, selbst in ihren Hauptphasen, noch recht verschieden gedeutet werden, so daß eine vergleichende Untersuchung zahlreicher solcher Seismogramme einige Aufklärung versprach.

Herangezogen wurden alle Nahbebendiagramme, die in den 21 Jahren seit Errichtung der Münchner Warte, von September 1905 bis September 1926, zur Aufzeichnung gelangten, im ganzen 1098. Eine genaue Durchmusterung dieser Aufzeichnungen ergab, daß nur ein Teil davon, nämlich 208 (19 Proz.), für den vorliegenden Zweck brauchbar war. Bei 366 (33 Proz.) Beben war das makroseismische Epizentrum unbekannt oder nicht genau genug bestimmbar; 524 (48 Proz.) Beben waren so schwach, daß der etwa 200 fach vergrößernde Wiechertsche Horizontalseismograph von 1000 kg Masse keine vollständigen Aufzeichnungen mehr lieferte; meist fehlte die erste Vorphase, oder es war wenigstens ihr Anfang nicht mehr mit Sicherheit anzugeben.

Die Herde der ausgewählten Beben lagen zwar in allen Himmelsrichtungen, waren aber naturgemäß ungleich verteilt. Es trafen nämlich 14 Herde auf den N-Quadranten, 47 auf den E-, 125 auf den S- und 22 auf den W-Quadranten. Das nächstgelegene Epizentrum lag 48 km, das entfernteste 1508 km von München ab. Eine Ordnung der Beben nach Epizentralabständen gibt die noch zu besprechende untenstehende Tabelle.

Die 208 gut ausgeprägten Erdbebendiagramme wurden zweimal sorgfältig ausgemessen, wobei der hier nie ganz fehlenden mikroseismischen Bodenunruhe besondere Beachtung geschenkt wurde, um Täuschungen durch sie auszuschließen. Zur Ausmessung diente der von mir konstruierte „Meßschieber“<sup>3)\*)</sup>, der die zeitliche und kinetische Auswertung eines Seismogramms beliebiger Minutenlänge zwischen 0 und 60 mm, oder auch anderer Registrierkurven, auf  $\frac{1}{10}$  sec bzw.  $\frac{1}{10}$  mm durch unmittelbare Ablesung, also ohne alle Rechnung ermöglicht.

An diesem Instrument (siehe nachstehende Fig. 1) habe ich in letzterer Zeit noch zwei Verbesserungen angebracht: eine große Zylinderlinse Z zum bequemerem Ablesen der Millimeterteilung und eine zehnfach vergrößernde aplanatische Lupe von Zeiss L, an dem beweglichen Arme A. Mit dieser Lupe lassen sich selbst kleine Aufzeichnungen in allen Einzelheiten erkennen und ausmessen, so daß ein besonderes Meßmikroskop hierfür nicht mehr nötig ist.

---

\*) Fabrikant: M. Th. Edelmann, München.



Zur Ausmessung größerer Aufzeichnungen hat sich die binokulare Lupe von Zeiss (dreifache Vergrößerung) bewährt, die nach Art einer Autobrille aufgesetzt wird und die Hände zur Bedienung des Meßinstrumentes frei läßt. Die bewegliche Lupe  $L$  kann aber auch dann noch bei der scharfen Einstellung des Meßschiebers auf die Minutenmarken und zur Erkennung feinsten Einzelheiten mit Vorteil verwendet werden. Braucht man sie nicht mehr, so wird sie mit dem beweglichen Arme

zur Seite geschwenkt, so daß das ganze Gesichtsfeld des Schiebers zur Betrachtung des Diagramms mit der binokularen Lupe frei wird.

Die Messungsergebnisse sind auf den Tafeln 1 und 2 graphisch dargestellt. Es bedeuten  $P_n$  und  $\bar{P}$  die „normalen“ bzw. „individuellen“  $P$ -Wellen des ersten Vorläufers;  $S_n$  und  $\bar{S}$  die „normalen“ bzw. „individuellen“  $S$ -Wellen des zweiten Vorläufers in der Bezeichnungsweise von A. Mohorovičić<sup>4)</sup>.  $L$  die langen Wellen mit kleinen Amplituden, meist von den vorhergehenden

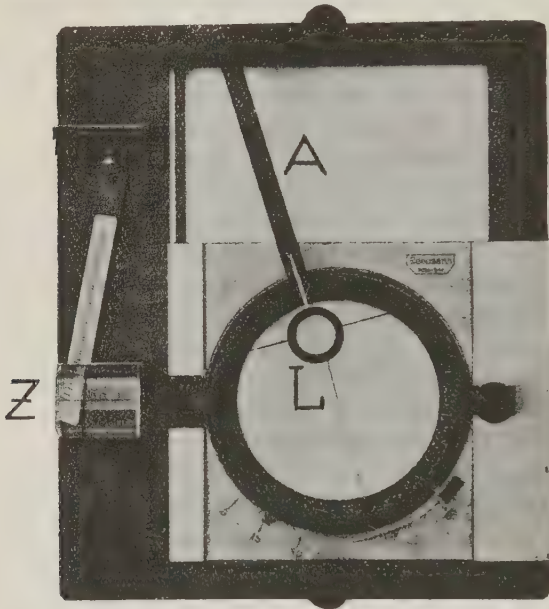


Fig. 1.

kürzeren Wellen überlagert.  $M_1$  das erste Maximum der Oberflächenwellen mit großen Amplituden, kleineren Perioden und dem Aussehen von Sinuswellen.

Der erste Einsatz ( $P_n$  oder  $\bar{P}$ ) war bei den hier bearbeiteten Diagrammen stets gut zu erkennen. Trat eine der darauf folgenden Phasen besonders deutlich hervor, so wurde in Tafel 2 der ihrer Laufzeitdifferenz zukommende Kurvenpunkt durch einen Kreis eingefasst. Zweifelhafte Werte wurden überhaupt nicht eingetragen. Die Streuung der Werte ist nicht verwunderlich, weil ja mehrere Ursachen darauf hinwirken, wie wechselnde Herdtiefe, ungenaue Bestimmung des makroseismischen Epizentrums usw.

Außer den Einsatzzeiten der einzelnen Wellenarten wurden auch deren Perioden auf  $\frac{1}{10}$  sec ausgemessen. Sie sind in der nebenstehenden Tabelle zusammengestellt, nach Entfernungsstufen geordnet. Man ersieht daraus bei allen Phasen ein unverkennbares Anwachsen der Perioden mit zunehmendem Herdabstand. Die kleinen Unregelmäßigkeiten werden wohl durch die zu geringe Anzahl der Beobachtungen in einzelnen Zonen verursacht.

Die eingehende vergleichende Betrachtung der 208 gut ausgeprägten Aufzeichnungen, sowie insbesondere die daraus gewonnenen relativen Laufzeitkurven bestätigen durchaus die von A. Mohorovičić<sup>4)</sup> gegebene Deutung der Nahbeben diagramme.

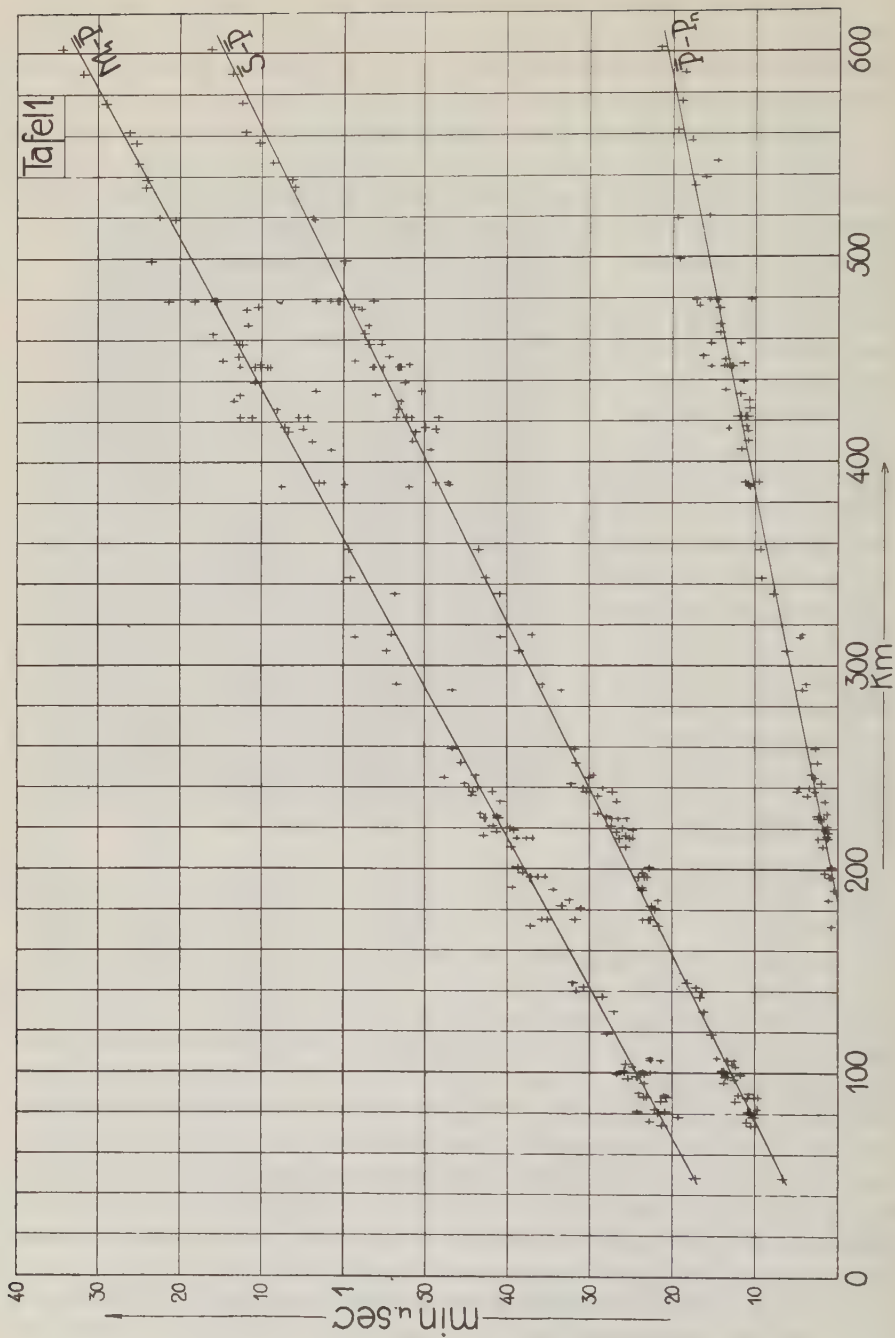
In den Aufzeichnungen von 48 bis 172 km Epizentralabstand traten stets der Anfang und der Einsatz der größten Ausschläge unvermittelt und scharf hervor, so daß selbst winzige Seismogramme leicht auszumessen waren. Im Zusammenhalt mit den folgenden Ausführungen können diese Einsätze nur als  $\bar{P}$  und  $\bar{S}$  im Sinne von A. Mohorovičić ausgelegt werden.

Perioden in Sekunden (Mittelwerte, kleinste und größte Werte).

Entfernung (km)	Anzahl	$P_n$	$\bar{P}$	$S_n$	$L$	$\bar{S}$	$M_1$
48 bis 100	21	—	0.3 0.1 bis 0.5	—	—	0.7 0.4 bis 1.2	1.4 0.8 bis 2.4
100 " 200	29	0.2 0.2 bis 0.3	0.5 0.2 bis 1.2	1.1 0.7 bis 2.0	—	0.7 0.4 bis 1.2	1.7 0.7 bis 3.7
200 " 300	29	0.5 0.2 bis 1.0	0.8 0.3 bis 1.8	1.5 0.9 bis 2.7	—	1.3 0.5 bis 2.4	2.2 1.6 bis 4.3
300 " 400	10	0.9 0.3 bis 1.6	1.2 0.7 bis 1.9	1.8 1.0 bis 2.9	—	1.8 0.9 bis 3.6	3.8 1.9 bis 6.5
400 " 500	35	1.2 0.4 bis 2.9	1.6 0.7 bis 3.2	2.6 1.0 bis 4.5	3.6 2.8 bis 4.7	2.6 1.1 bis 4.6	4.4 2.4 bis 8.0
500 " 600	13	1.3 0.4 bis 3.5	1.8 0.8 bis 4.5	2.6 1.7 bis 5.9	4.9 3.3 bis 7.1	2.6 1.9 bis 3.6	4.2 3.2 bis 6.1
600 " 700	10	1.5 1.2 bis 1.8	— 1.7	2.8 2.1 bis 4.2	5.4 4.5 bis 6.8	3.2 1.8 bis 4.4	4.7 3.2 bis 6.7
700 " 800	14	1.7 1.0 bis 4.3	— 2.5	3.0 1.6 bis 5.6	5.8 4.0 bis 9.5	3.8 2.1 bis 7.5	4.2 2.7 bis 8.7
800 " 900	1	2.5	—	3.7	5.9	4.4	4.1
900 " 1000	8	2.4 1.8 bis 4.1	—	3.2 2.6 bis 4.6	6.5 5.5 bis 7.5	4.3 2.4 bis 6.5	4.9 3.6 bis 7.8
1000 " 1100	6	1.8 1.4 bis 2.2	—	3.9 3.0 bis 4.8	7.9 7.1 bis 9.6	5.2 3.6 bis 7.5	6.7 4.3 bis 9.2
1100 " 1200	10	2.2 1.5 bis 4.0	—	4.2 2.4 bis 7.8	7.3 4.7 bis 10.0	5.5 3.1 bis 7.1	6.8 3.4 bis 11.5
1200 " 1300	10	2.0 1.3 bis 3.7	—	3.8 2.6 bis 5.5	8.6 6.8 bis 9.8	7.2 5.0 bis 9.2	7.5 5.5 bis 10.0
1300 " 1400	6	2.2 1.7 bis 3.0	—	4.4 3.1 bis 5.5	9.9 7.2 bis 19.2	7.2 5.5 bis 8.2	7.2 5.0 bis 8.8
1400 " 1508	6	2.9 1.9 bis 4.3	—	4.9 3.3 bis 6.6	8.1 6.5 bis 9.4	6.5 4.8 bis 9.0	7.3 5.1 bis 8.8

Bei Epizentralabständen von etwa 200 km an, vereinzelt schon von 172 km an, bis höchstens 602 km, bestand der erste Vorläufer aus zwei nacheinander eintreffenden Wellenarten,  $P_n$  und  $\bar{P}$ . Die Phase  $\bar{P}$  war in allen Fällen durch meist scharf einsetzende größere Ausschläge bei etwas größeren Perioden (siehe Tabelle) als andere Wellenart mit Sicherheit neben  $P_n$  zu erkennen. Die Laufzeitdifferenzenkurve  $\bar{P}-P_n$  (Tafel 1) ist praktisch eine gerade Linie. Sie gilt für die mittlere Herdtiefe der hier bearbeiteten Beben und sie deckt sich am besten mit der aus A. Mohorovičićs Tafeln<sup>5)</sup> für 25 km Herdtiefe zu berechnenden herdgültigen Differenzenkurve.

Es wird vielfach bezweifelt, ob bei Nahbeben überhaupt die Phase  $S_n$  auftritt. In den ausgewählten, gut lesbaren Münchner Diagrammen waren nun



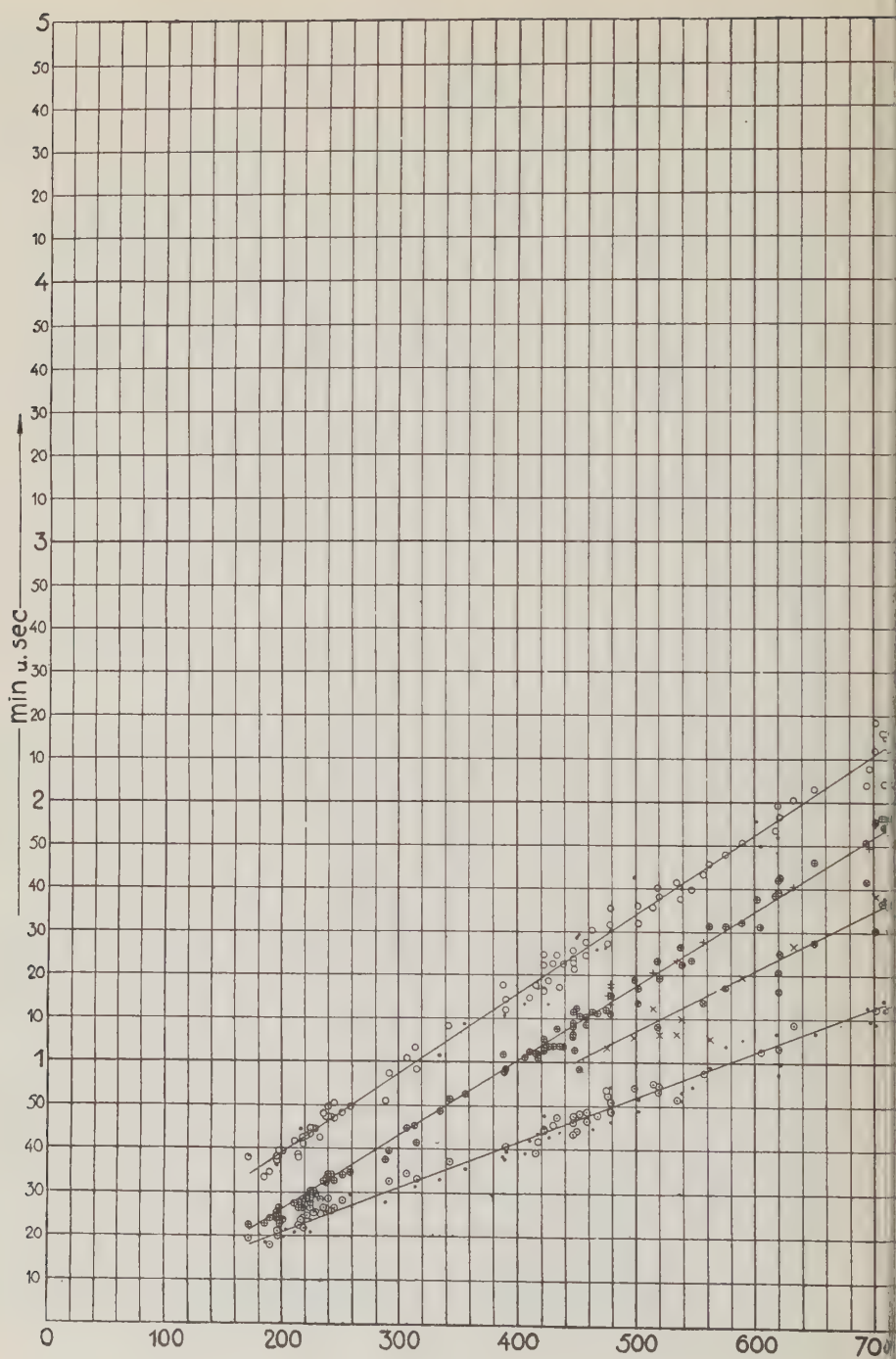
die  $S_n$ -Wellen in 51 Proz. aller Aufzeichnungen als besondere Wellenart mit größeren Perioden und größeren Amplituden gar nicht zu verkennen, in einem Drittel dieser Fälle traten sie sogar auffallend deutlich hervor. In 39 Proz. war die  $S_n$ -Phase wenigstens für das geschulte Auge an ihren größeren Perioden mehr oder minder deutlich zu erkennen, und nur in 10 Proz. war sie zweifelhaft oder überhaupt nicht auffindbar. Selbst wenn man auch die 39 Proz. Aufzeichnungen mit nicht ganz sicherem Befunde verwirft, so bleibt immer noch rund die Hälfte aller Diagramme, bei denen die  $S_n$ -Wellen mit Sicherheit nachzuweisen waren. Daß also die  $S_n$ -Phase bei allen Nahbeben fehlt, trifft wenigstens für München nicht zu. Im Gegenteil gewinnt man aus diesen Aufzeichnungen den Eindruck, daß diese Phase von etwa 200 km Epizentralabstand an stets auftritt, wie es ja auch die Theorie verlangt, daß aber oftmals nur ihr Anfang schwer festzustellen ist. Bei solchen, sonst gut ausgebildeten Diagrammen zeigt die  $S_n$ -Phase dann ganz das Bild einer allmählich auftauchenden neuen Wellenart, deren Anfang nur an dem Größerwerden der Perioden erkennbar ist, und die erst im weiteren Verlauf der Aufzeichnung auch durch größere Amplituden deutlicher hervortritt. Stärkere Überlagerungen durch kürzere Wellen oder gar stärkere mikroseismische Unruhe können freilich dieses Bild so verzeichnen, daß die  $S_n$ -Phase nicht mehr aufzufinden ist.

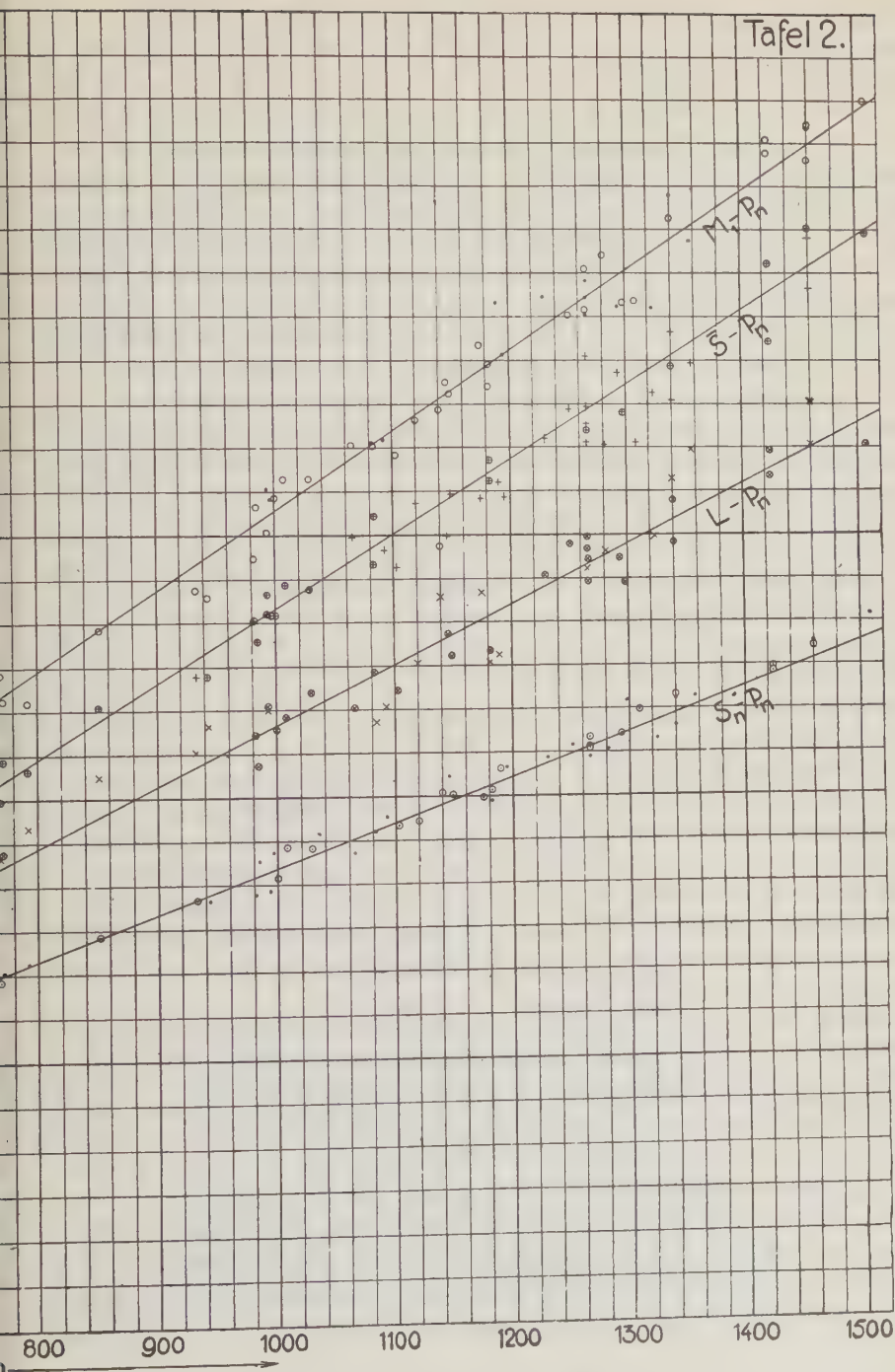
Die obenstehende Tabelle zeigt, daß die Perioden der  $S_n$ -Wellen im Mittel doppelt so groß sind wie die der  $P_n$ -Wellen.

Die Kurve der Laufzeitdifferenzen  $S_n - P_n$  (Tafel 2) beginnt bei 172 km Epizentralentfernung und verläuft durchweg geradlinig. Sie deckt sich innerhalb der Fehlergrenzen mit der aus den herdgültigen Laufzeitkurven von A. Mohorovičić<sup>6)</sup> zu berechnenden Kurve  $S_n - P_n$  für 25 km Herdtiefe. Die leichte Aufwärtskrümmung letzterer Kurve von etwa 1200 km ab kommt allerdings wegen der Streuung der Werte hier noch nicht zum Ausdruck. Es wurde daher die  $S_n - P_n$ -Kurve bis 1500 km geradlinig durchgezogen.

Das vorliegende Beobachtungsmaterial bestätigt den Befund A. Mohorovičićs, wonach auch der zweite Vorläufer aus zwei verschiedenen Wellenarten,  $S_n$  und  $\bar{S}$ , besteht. Die Phase  $\bar{S}$  war vom kürzesten Epizentralabstand (48 km) an bis etwa 1000 km unschwer zu verfolgen. Sie verschwindet also nicht gleichzeitig mit den  $\bar{P}$ -Wellen, worauf schon früher B. Gutenberg<sup>7)</sup> und jüngst V. Conrad<sup>8)</sup> hingewiesen haben. Von 1000 km Epizentralentfernung ab war der Beginn der  $\bar{S}$ -Wellen immer schwerer festzustellen, so daß es überhaupt fraglich ist, ob es sich hier noch um dieselbe Wellenart oder nicht doch schon um die Oberflächenwellen der Hauptbewegung handelt. Darauf weisen auch die Perioden hin, die sich von etwa 800 km Epizentralabstand an mehr und mehr denen der Oberflächenwellen  $M$  nähern (siehe Tabelle). Die  $\bar{S} - \bar{P}$ -Kurve ist eine gerade Linie; sie deckt sich mit der herdgültigen  $\bar{S} - \bar{P}$ -Kurve von A. Mohorovičić<sup>6)</sup> und ist von der Herdtiefe unabhängig (Tafel 1).







Die  $\bar{S}-P_n$ -Kurve (Tafel 2) verläuft bis etwa 1000 km geradlinig. Ihr weiterer Verlauf ist, wie erwähnt, unsicher, was sich auch an der viel größeren Streuung der Werte zeigt.

In den hier bearbeiteten, wohl ausgeprägten Nahbebendiagrammen waren vor der Phase  $\bar{S}$  auch die langen Wellen  $L$  (siehe Tabelle) aufzufinden. In einzelnen Fällen konnten sie schon von 450 km Epizentralabstand an nachgewiesen werden, aber erst von 700 km ab waren sie stets zu bestätigen, bei etwa der Hälfte der Aufzeichnungen sogar sehr leicht, weil sie auffallend deutlich hervortraten. Selten aber war ihr Anfang, infolge der zahlreichen Überlagerungen durch kürzere Wellen, genau angebbbar. Daraus erklärt sich die große Streuung der Werte um die Gerade  $L-P_n$  (Tafel 2).

Die aufmerksame Vergleichung der Münchner Nahbebenaufzeichnungen ergab, daß auch bei sehr nahen Beben auf die Phase  $\bar{S}$  Wellen mit größerer Periode folgen (siehe Tabelle), aus denen sich mit fortschreitendem Epizentralabstand immer deutlicher die bekannten Oberflächenwellen vom Gepräge der Sinuswellen entwickeln. Daß es sich in der Tat um ein und dieselbe Wellenart, offenbar Oberflächenwellen, handelt, geht auch daraus hervor, daß sich unschwer eine relative Laufzeitkurve aufstellen ließ. Zwar ist der Beginn dieser Wellen nicht immer genau festzustellen, aber das erste Maximum  $M_1$  ist leicht zu finden und seine Eintrittszeit genau auszumessen. Auf Tafel 1 ist die Kurve der Laufzeitdifferenzen  $M_1-\bar{P}$ , auf Tafel 2 die für  $M_1-P_n$  dargestellt: beide sind gerade Linien.

Die Kurven der Laufzeitdifferenzen eignen sich besonders für Zwecke der praktischen Seismometrie, in erster Linie für die häufigst vorkommende Aufgabe, aus einer gegebenen Aufzeichnung den Epizentralabstand zu bestimmen. Um sicher zu gehen, wird man die Zeitdifferenzen aller Hauptphasen gegen den ersten Einsatz ausmessen. Bei richtiger Deutung der Phasen müssen diese Zeitdifferenzen einen Querschnitt durch die in Tafel 1 und 2 gezeichneten Kurvenscharen an einer bestimmten Stelle der Abszissenachse, eben den gesuchten Epizentralabstand, ergeben. Dabei ist bei Beben unter 600 km Epizentralabstand das Hauptgewicht auf die Laufzeitdifferenz  $\bar{S}-\bar{P}$  zu legen, weil diese unabhängig von der Herdtiefe ist.

Aus den hier gegebenen relativen Laufzeitkurven lassen sich die mittleren ortsgültigen Laufzeitkurven selbst auf verschiedene Weise gewinnen. Im vorliegenden Falle ist es am einfachsten, von den herdgültigen Kurven  $P_n$  und  $\bar{P}$  für 25 km Herdtiefe von A. Mohorovičić<sup>5)</sup> auszugehen, weil sich ja, wie gezeigt, die orts- und herdgültigen Laufzeitdifferenzenkurven  $\bar{P}-P_n$ ,  $\bar{S}-\bar{P}$  und  $S_n-P_n$  decken. Verlängert man die Ordinaten der Kurve  $P_n$  um die zu gleichen Abszissen gehörigen, der Tafel 2 zu entnehmenden Strecken  $S_n-P_n$ ,  $L-P_n$ ,  $\bar{S}-P_n$  und  $M_1-P_n$ , so erhält man daraus die Laufzeitkurven  $S_n$ ,  $L$ ,  $\bar{S}$ ,  $M_1$  selbst. Das gleiche läßt sich für die Kurve  $\bar{P}$  durchführen. Die Laufzeitkurven  $S_n$  und  $\bar{S}$  decken sich dann mit den von A. Mohorovičić gegebenen.

Aus den Laufzeitgeraden  $L$  und  $M_1$  läßt sich die Fortpflanzungsgeschwindigkeit dieser Wellen berechnen. Es ergab sich für  $v_L = 3.78$  km/sec und für  $v_{M_1} = 3.23$  km/sec, also Werte, die mit den von B. Gutenberg<sup>7)</sup> gefundenen übereinstimmen.

Der Nutzen des hier durchgeführten Verfahrens liegt vor allem darin, daß hiernach jede Erdbebenwarte lediglich aus ihren eigenen Aufzeichnungen Kurven der Laufzeitdifferenzen ableiten kann, die in erster Linie für Aufgaben der praktischen Seismometrie tauglich sind. Außerdem konnte dadurch die Zuverlässigkeit der neueren herdgültigen Laufzeitkurven, insbesondere der von A. Mohorovičić, aufs neue und unabhängig von den bisher verwendeten Methoden bestätigt werden.

#### Literatur.

<sup>1)</sup> Neuere Zusammenstellungen von Laufzeitkurven geben: B. Gutenberg in A. Sieberg: Erdbebenkunde, Jena 1923, S. 287; V. Conrad: Enzyklopädie d. math. Wiss. VI, 1, 11, S. 440; Prey, Mainka, Tams: Einführung in die Geophysik, Berlin 1922, S. 208.

<sup>2)</sup> C. Mainka: Gerlands Beitr. z. Geophys. **14**, 39 (1915): Physik. Zeitschr. **16**, 241 (1915); Physik d. Erdbebenwellen (Samml. geophys. Schriften Nr. 1), Berlin 1923, S. 52.

<sup>3)</sup> C. W. Lutz: Zeitschr. f. Instrkde. **37**, 161 (1917).

<sup>4)</sup> A. Mohorovičić: Jahrb. d. meteorol. Obs. Zagreb f. d. Jahr 1909, **9**, Teil IV, Abschn. 1, Zagreb 1910.

<sup>5)</sup> E. Rothé: Tables de A. Mohorovičić. Public. du Bur. Centr. Séismol. Intern. Sér. A, Fasc. 3, Paris 1925.

<sup>6)</sup> A. Mohorovičić: Rad. 226, Bull. 15 d. südslaw. Akad. d. Wiss. Zagreb 1922, Teil I.

<sup>7)</sup> B. Gutenberg: Veröff. d. Zentr. Bur. d. intern. seismol. Assoz. Straßburg 1915.

<sup>8)</sup> V. Conrad: Wien. Akad.-Ber., Mitteil. d. Erdbebenkommission, N. F., Nr. 59, Wien 1925.

## Bodenknalle in Nord-Irland.

Von Herbert P. T. Rohleder, London.

In dem kleinen Badeort Rostrevor, Nord-Irland, wurden seit einigen Jahren zeitweise und nur des Nachts krachende Geräusche vernommen, die bisher unerklärlich waren. Obwohl Erdbeben daselbst nicht verspürt worden sind, müssen diese Geräusche als „Bodenknalle“ angesprochen werden und sind wahrscheinlich durch das Ausklingen tektonischer Bewegungsvorgänge bedingt

Bei der geologischen Untersuchung des Granitmassivs der Mourne Mts. (County Down) stieß Verfasser auf gewisse Anzeichen, welche nur als „Bodenknalle“ gedeutet werden können, und welche, da sie über den Rahmen lokalen Interesses hinaus allgemein geologische Bedeutung besitzen, im folgenden näher ausgeführt werden sollen.



Die in Frage kommende Ortschaft ist der kleine Badeort Rostrevor, am südlichen Ende des Mournegebirges, unmittelbar am Carlingford Lough gelegen. In der Nachbarschaft eines großen, seit langer Zeit nicht mehr in Betrieb gewesenen Steinbruchs sind in den letzten Jahren von den Anwohnern Geräusche gehört worden, die trotz näherer Untersuchung nicht zu erklären waren und daher von der abergläubischen Bevölkerung für übernatürlich gehalten wurden.

Die Untersuchungen, die Verfasser an Ort und Stelle und durch Versendung von Fragebogen anstellte, führten zu folgendem Ergebnis:

1. Die Geräusche wurden von zahlreichen Personen gehört; alle, die hierüber Auskunft gaben, haben selbige mehrfach gehört, einer neun- oder zehnmal.

2. Die Geräusche wurden nur in unmittelbarer Nachbarschaft des Steinbruchs gehört, und nur von den dort lebenden Anwohnern. Eine nähere Bestimmung der Richtung, aus welcher die Geräusche kamen, war nicht zu erhalten.

3. Die Geräusche wurden in den Jahren 1918, 1920, 1922 und 1926 gehört, und zwar im Winter und nur zur Nachtzeit; das Wetter war in einzelnen Fällen stürmisch, jedoch vorwiegend ruhig. Die Lufttemperatur war meistens unter 0° C.

4. Das Geräusch wurde beschrieben, „als wenn eine Holzbaracke en bloc in die Höhe gehoben würde und plötzlich krachend zu Boden stürzte“; „als wenn ein Holzhaufen zusammenstürzte“; von anderen, „als wenn eine Ladung Steine ausgekippt würde“.

5. Die Intensität des Geräusches war eine so bedeutende, daß einige Zeugen unwillkürlich zurücktraten, in der Befürchtung, daß Trümmer bis zu ihrem Standplatz gelangen könnten. Ein Zeuge berichtet, daß die Holzhütte, in deren Eingang er stand, in allen Fugen erzitterte. Wenn dies an sich ein geringes Erzittern des Bodens bedeutet, so wurden deutlich spürbare Bodenbewegungen von keinem der Anwohner bemerkt, wie überhaupt Nord-Irland praktisch erdbebenfrei ist.

Zu bemerken wäre noch, daß außer von den anwohnenden Menschen, die Bodengeräusche von dem daselbst lebenden Federvieh verspürt wurden, da die Hähne in der Mitte der Nacht zu völlig ungewohnter Stunde zu krähen anfangen.

Auf Vorkommen und Wesen der Bodenknalle im allgemeinen soll hier nicht näher eingegangen werden, da das wenige, was hierüber bekannt ist, in jedem Handbuch der Erdbebenkunde, vornehmlich dem Sieberg'schen\*), nachzulesen ist. Sicher ist, daß die Bodenknalle in dem festen Felsgerüst der Erdrinde ihren Ursprung nehmen, und es ist wahrscheinlich, daß sie im Grunde genommen nichts anderes darstellen als Erdbeben von so geringem Ausmaß,

---

\*) A. Sieberg: Handb. d. Erdbebenkunde, S. 117 (1904).

daß die Erschütterungen sich — selbst in unmittelbarer Nachbarschaft des Epizentrums — nicht fühlbar machen.

In diesem Falle sind zunächst drei Momente von Bedeutung:

1. Nord-Irland ist so gut wie erdbebenfrei.
2. Ähnliche Phänomene sind in Nord-Irland bisher nicht bekannt geworden.
3. Die Geräusche sind in der Umgebung des Steinbruchs von Rostrevor erst seit einer verhältnismäßig kurzen Zeit vernommen worden.

Doch liegt zu allen drei Punkten ein völliges Analogon vor, das im Auszug zitiert werden soll\*).

„Weit von allen Vulkanen wurden im Hochland von Mexiko in der Umgebung von Guanaxuoto vom 9. Januar 1784 bis Mitte Februar 1784 donnerähnliche, unterirdische Geräusche gehört, von den Eingeborenen »Bramidos« genannt, die sich ebenso plötzlich verzogen, wie sie gekommen waren. Nicht das leiseste Erdbeben war zu verspüren, und im ganzen mexikanischen Hochland ist weder ein ähnliches Geräusch vorher vernommen worden, noch hat es sich später wiederholt.“

Auch von anderen erdbebenarmen bzw. -freien Gebieten sind ähnliche Geräusche einwandfrei erwiesen: Die Mistpoeffers in Belgien und Nordfrankreich, sowie längs der flandrischen Küste. Auch sollen in dem Granitmassiv von Dartmoor (Südwestengland) sowie Schottland ähnliche Bodengeräusche vernommen worden sein\*\*).

Betrachtet man die geologischen Verhältnisse des in Frage kommenden Gebietes, so ist folgendes zu bemerken:

In unmittelbarer Nachbarschaft von Rostrevor liegen drei isolierte Granitmassive, das devonische Newrymassiv, das tertiäre Mourne- und gleichalterige Carlingfordmassiv. Mourne- und Carlingfordmassiv kann man als eine nur durch eine jugendliche, grabenartige Einsenkung (Carlingford Lough) getrennte Einheit betrachten; und unmittelbar am nördlichen Rande dieser grabenartigen Einsenkung liegt Rostrevor.

Die geologische Untersuchung des Mournegebirges ergab, daß sich postgranitische Bewegungsvorgänge nur in den Randgebieten des Granitmassivs gegenüber dem silurischen Vorland in Form von vertikalen und selten horizontalen Rutschstreifen (sowohl im Randbereich des Granits als auch im Silur) nachweisen ließen, während sich das Massiv als solches als „Insel im Meere folgender Bewegungen“ (Cloos) oder plutonisches „Horstgebirge“ (Reck) zu erkennen gab. Das Maximum dieser Anzeichen jugendlicher Bewegungen, sowohl was Menge als auch Deutlichkeit in der Ausbildung anbelangt, zeitigte nämlich der Steinbruch in Rostrevor.

---

\*) Alexander von Humboldt: Kosmos 1845; siehe auch Hoernes: Erdbebenkunde, S. 74/75 (1893).

\*\*) „Nature“, (London) 31. Oktober 1895.

Was das Alter dieser postgranitischen Bewegungsvorgänge betrifft, so liegt es nahe, sie mit jener tektonischen Bewegungsphase zu parallelisieren, welche in der nördlich angrenzenden Grafschaft Antrim die ursprünglich horizontal gelagerten Basaltdecken schief gestellt hat; diese wiederum entsprechen der weit intensiveren Alpenfaltung in Zentraleuropa.

Aus dem ganzen Befund darf man daher annehmen, daß es sich in den Bodengeräuschen von Rostrevor um ein Ausklingen tektonischer Bewegungsvorgänge handelt, die ihren Ausgang in der Gefolgschaft der Granitintrusion der Mourne Mts. nahmen und bei stetig abnehmender Intensität heute nur mehr einen solchen Grad erreichen, daß die Erschütterungen makroseismisch nicht mehr zu konstatieren sind.

Royal School of Mines, South Kensington, November 1926.

## **Luftelektrische Aufgaben der arktischen Forschung.**

Von A. Wigand in Hohenheim-Stuttgart.

Vorgetragen bei der 1. Tagung der Internationalen Studiengesellschaft zur Erforschung der Arktis mit dem Luftschiff am 11. November 1926 in Berlin.

Im Anschluß an das erdmagnetische Arktisprogramm, das uns eben im Auftrage von Herrn Bauer einleuchtend entwickelt worden ist, gestatten Sie mir bitte, ganz kurz die luftelektrischen Aufgaben hervorzuheben, die für die arktische Forschung vorliegen. Es handelt sich dabei um einige, zum Teil schon ältere Wünsche, die den luftelektrisch interessierten Physikern und Geophysikern sehr aus dem Herzen kommen, und deren Erfüllung wir von dem geplanten Luftschiffunternehmen im Nordpolargebiet erhoffen. Diese Wünsche betreffen das luftelektrische Feld, die Ionisierungsbilanz und den Zusammenhang zwischen den Schwankungen des luftelektrischen Feldes, des Erdmagnetismus und des Erdstroms in Verbindung mit dem Polarlicht.

1. Zunächst das luftelektrische Feld der Erde in den höchsten Breiten. Die bisherigen verdienstlichen Messungen in Spitzbergen und auf den Carnegie- und Maud-Fahrten reichen noch nicht dazu aus, das atmosphärische Spannungsgefälle nach Größe, Vorzeichen und Änderung mit der Seehöhe im ganzen Polargebiet zu beurteilen. Aber ohne diese Kenntnis und ohne sicheres Wissen über die Raumladung der Luft wird eine erschöpfende Behandlung des luftelektrischen Grundproblems der Erhaltung des Erdfeldes unmöglich sein. So läßt sich z. B. erst durch neue hochpolare Messungen die Frage entscheiden, ob die Erdladung als Eigenladung die primäre Ursache des beobachteten Spannungsgefälles ist, oder ob sie etwa durch eine Luftraumladung der Polarkappen influenziert wird.

Instrumentell sind solche Studien bereits gut vorbereitet, auch für die Messung von Spannungsgefälle und Raumladung im Luftschiff selbst, da ein von mir mit Herrn Schlomka im Flugzeug und Luftschiff erprobter neuer Kollektor vorliegt, den man schon zur Sicherung gegen die elektrische Zündgefahr des Luftschiffs zweckmäßigerweise verwenden wird.

Auf festen Stationen ist es von besonderem Interesse, zu untersuchen, ob und wie man die von Mauchly und K. Hoffmann gefundene tägliche Universalzeitperiode des Spannungsgefälles auch im höchsten Norden finden wird. Von einigen Forschern werden für das Problem der Erdfelderhaltung arktische Wiederholungen der bisher erfolglos gebliebenen Versuche von v. Schweidler und Swann gewünscht, die den Nachweis einer sehr harten, von oben kommenden negativen Korpuskularstrahlung zum Ziel hatten.

2. Die atmosphärische Ionisierungsbilanz, d. h. der Vergleich des beobachteten Ionisationszustandes mit den gemessenen Vorgängen der Ionen-erzeugung und Ionenvernichtung, macht beträchtliche Schwierigkeiten und verdient doch als grundlegendes Problem besondere Beachtung. In der Arktis vereinfacht sich diese Frage in solchen Gebieten, wo durch restlose und weit ausgedehnte Eisbedeckung sowie durch Ausschluß der Zufuhr frischer kontinentaler Luft die radioaktiven Bestandteile des Wassers und der Luft auf geringe und konstante Beträge herabgesetzt sind. Als überwiegend wirksamer Ionisator wird hier, wie auch sonst über großen Meeren in Landferne, die durchdringende Höhenstrahlung in Betracht kommen, deren Intensitätsmessung daher als eine der wichtigsten arktischen Aufgaben zu bezeichnen ist, besonders im Luftschiff in verschiedenen Seehöhen. Auch auf festen Stationen ist bisher im hohen Norden die Höhenstrahlung noch nicht gemessen worden; Richtungs- und Periodenstudien über dickem Eise sind hier aussichtsreiche Aufgaben, die sich auf die Aufklärung der physikalischen Natur und Herkunft der Höhenstrahlung beziehen.

3. Bestehen gesetzmäßige Zusammenhänge zwischen den Schwankungen des luftelektrischen Feldes, des Erdmagnetismus und des Erdstroms, verbunden mit dem Polarlicht? Ist ein luftelektrisch erfaßbarer Vorgang das Bindeglied? Das gemeinsame planmäßige Studium dieser einzelnen Erscheinungen in der Arktis, besonders in den Gebieten um den magnetischen Pol, muß doch Licht bringen in diese dunklen und doch so brennenden Fragen! Wie steht es mit der Existenz der hypothetischen Vertikalströme, erdmagnetisch gefordert, aber luft- und erdelektrisch nicht auffindbar, in der Arktis? Vielleicht bringt uns hier die Wiederholung des Schweidler-Swannschen Versuchs im hohen Norden weiter.

Möchte es uns beschieden sein, zu erleben, daß wir im Rahmen der gewaltigen Gesamtheit arktischer Forschungsaufgaben auch der Lösung der luftelektrischen Probleme um ein tüchtiges Stück näherkommen!



## Mitteilungen.

### W. Stekloff †.

Am 30. Mai 1926 entschlief in der Krim W. Stekloff, Mitglied und Vizepräsident der russischen Akademie der Wissenschaften und Direktor ihres Physikalisch-Mathematischen Instituts. Stekloff wurde Januar 1864 geboren. Zögling zunächst der Moskauer, dann der Charkower Universität, habilitierte er sich 1891 an der letzteren als Privatdozent und verließ sie als ordentlicher Professor 1906, um einem Rufe nach Petersburg zu folgen. Von 1906 bis 1918 war er ordentlicher Professor an der Petersburger Universität. 1903 wählte ihn die Akademie der Wissenschaften zu ihrem korrespondierenden Mitglied, 1910 wurde er zum effektiven Mitglied gewählt und nahm seitdem sehr tätig am Leben der Akademie teil, deren Vizepräsident er seit 1918 war. Er verwendete seine ganze Kraft auf die Erhaltung und weitere Entwicklung der zahlreichen Institute der Akademie, die er durch die schwersten Zeiten fest und sicher bis zur glänzenden Feier des 200jährigen Bestehens der Akademie führte.

Stekloff war ein vielseitiger Mensch, insbesondere war er ein hervorragender Mathematiker; er veröffentlichte während seiner beinahe 35 jährigen wissenschaftlichen Tätigkeit mehr als 100 Arbeiten, die in vier Gruppen zerfallen. Zur ersten gehören seine früheren Schriften über allgemeine Mechanik, Hydrodynamik und Elastizitätstheorie; zur zweiten diejenigen über Grundprobleme der mathematischen Physik. Diese Gruppe wichtigster Arbeiten sicherte ihm den Ruf eines weltbekannten Gelehrten. Die dritte Gruppe umfaßt die Arbeiten über die von ihm entwickelte Theorie der Geschlossenheit der orthogonalen Funktionen, sowie deren verschiedenartige Anwendungen, und endlich die vierte seine Arbeiten über die Theorie der mechanischen Quadraturen. Zu der kleinen Anzahl der Schriften, die außerhalb der erwähnten vier Gruppen liegen, gehören unter anderem die Arbeiten auf dem Gebiet der Geophysik, und zwar über geologische Chronologie und den Wechsel der Eiszeiten, über die Bestimmung der Größe und Tiefe der magnetischen Schichten mittels vier oder sechs Beobachtungen und über die allgemeine Theorie des Schwerevariometers von Eötvös.

Als Direktor des Physikalischen Laboratoriums, das von ihm in ein Physikalisch-Mathematisches Institut umgewandelt wurde, sorgte er für dessen Entwicklung. Ihm verdankt das russische seismologische Netz seine Wiederherstellung.

In der Überzeugung, daß wahrer wissenschaftlicher Fortschritt nur möglich ist, wenn enge Beziehungen zwischen den Gelehrten aller Länder bestehen, trat er sehr lebhaft für den internationalen Verkehr der russischen Akademie der Wissenschaften ein und ergriff selbst die Initiative in der Herbeiführung desselben.

Ein unerwartetes Ende unterbrach die erfolgreiche Tätigkeit dieses hervorragenden Gelehrten und liebenswürdigen, stets hilfsbereiten Menschen.

O. Hecker.

### Adressenänderungen.

- 6. BARTELS, JULIUS, Dr., Eberswalde, Neue Kreuzstraße 17.
- 13. BORN, A., Prof., Berlin-Grunewald, Hohenzollerndamm 86.
- 39. HEILAND, C., Dr., Prof. of Geophysics Colorado School of Mines Golden/Colo. U. S. A.
- 54. KOSCHMIEDER, H., Dr., Danzig-Langfuhr, Heeresangern 9.
- 78. Gestorben.
- 98. „
- 124. Abgemeldet.

[Mitteilung aus dem Laboratorium für Kraftfahrwesen und der Erdbebenwarte  
der Technischen Hochschule zu Aachen.]

## Bodenerschütterungen durch Kraftfahrzeuge.

Von E. Essers und Th. Kappes, Aachen. — (Mit dreizehn Abbildungen.)

Als Beitrag zur Klärung der Frage der Wechselwirkung zwischen Fahrzeug und Fahrbahn wird ein Bericht über seismographische Messungen der durch Lastkraftwagen verursachten Bodenerschütterungen mit nachfolgender Diskussion der Versuchsergebnisse gegeben.

Zur Klärung der Frage der Wechselwirkung zwischen Kraftfahrzeug und Fahrbahn wurden auf Anregung des Herrn Professor P. Langer, Vorsteher des Laboratoriums für Kraftfahrwesen der Technischen Hochschule zu Aachen, seismographische Messungen der durch den Lastkraftwagenverkehr verursachten Bodenerschütterungen durchgeführt und zwar nach folgendem Versuchsplan:

### A. Vollgummireifen. I. Bei schlechtem Zustand der Straßendecke (Holzpflaster):

1. mit einem 4-Tonnen-Ketten-Lastkraftwagen,
  - a) bei verschiedenen Fahrgeschwindigkeiten\*),
  - b) bei verschiedener Nutzlast\*),
  - c) bei verschiedenem Gewicht der unabgefederten Hinterachsmassen;
2. mit einem Lastzug (4-Tonnen-Ketten-Lastkraftwagen mit Anhänger, Nutzlast: 4 + 3 To.) bei verschiedenen Fahrgeschwindigkeiten.

### II. Bei gutem Zustand der Straßendecke (Bitumulsdecke) mit einem 4-Tonnen-Ketten-Lastkraftwagen:

- a) bei verschiedenen Fahrgeschwindigkeiten,
- b) bei verschiedener Nutzlast,
- c) bei verschiedenem Gewicht der unabgefederten Hinterachsmassen.

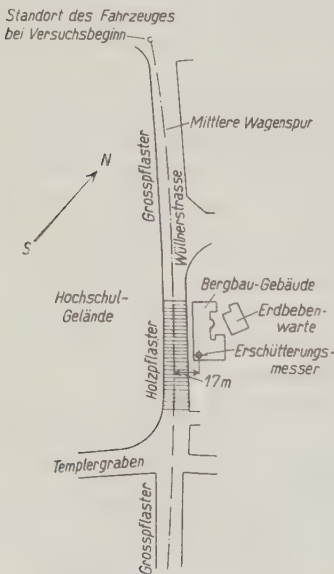
### B. Luftreifen. Mit einem 3-Tonnen-Lastkraftwagen (Nutzlast: 3.5 To.) auf schlechter Straßendecke bei verschiedenen Fahrgeschwindigkeiten.

Den Zustand der Straßendecke bei der Versuchsreihe A<sub>I</sub> und B läßt Fig. 1 erkennen, welche durch folgende Angaben zu ergänzen ist: Der

\*) Diese Versuche wurden auch schon im Jahre 1925 von den Verfassern mit dem Wiechertschen — 1000 kg — Pendel der Erdbebenwarte durchgeführt. Vgl. P. Langer, Zeitschr. d. Ver. deutsch. Ing. 1926, Nr. 5 und Th. Kappes, Bodenerschütterung durch ein vorüberfahrendes Lastauto, Aachen 1925. Selbstverlag der Erdbebenwarte.



**Fig. 1.** Versuchsstrecke Aachen—Wüllnerstraße. Im Vordergrund das Holzpflaster (schlechter Zustand der Fahrbahndecke).



**Fig. 2.** Lageplan-Skizze.

Straßenuntergrund ist sandiger Lehm-boden. Auf eine Entfernung von etwa je 45m nach beiden Seiten hin bestand die Straßendecke aus 10 cm starkem Holzpflaster (vgl. Fig. 2), das auf einer etwa 30 cm starken Betonunterlage aufgebracht war. Die Mehrzahl der Löcher in der Straßendecke war etwa 5 cm tief.

Bald nach Durchführung der Versuchsreihen  $A_I$  und  $B$  wurde das Holz-pflaster entfernt und durch eine etwa 4 cm starke „Bitumuls“-Decke („Bitumenemulsion“, Splitt Körnung 0.5 bis 2.5 cm, nach Kaltverfahren ausgegossen; darauf Splitt von 0.5 cm Körnung, übergossen) auf etwa 6 cm starker gewalzter Kleinschlagschicht ersetzt. Unmittelbar nach Fertigstellung der neuen Straßendecke wurden die Versuche mit dem vollgummi-bereiften Kraftwagen wiederholt (Versuchsreihe  $A_{II}$ ). Der Zustand der „Bitumuls“-Decke kann als gut, jedoch nicht als vollkommen bezeichnet werden, da sie bald nach Inbetriebnahme leichte muldenförmige Vertiefungen aufwies, die durch Schieben der Schotterschicht auf der Betonunterlage entstanden waren.

An das Holzpflaster bzw. die Bitumulsdecke schloß sich auf beiden Seiten Großpflaster mittlerer Güte an.

Der benutzte Ketten-Lastkraftwagen hat ein betriebsfertiges Eigengewicht von 4700 kg. Seine Vollgummireifen hatten bis zum Beginn der Versuche etwa 7000 km, größtenteils auf schlechten Straßen, gelaufen und waren insbesondere durch frühere Überanstrengungen bei Prüfstandversuchen ziemlich stark abgenutzt und hart geworden, so daß

der auf Grund der Versuchsergebnisse angestellte Vergleich als etwas zu ungünstig für die Vollgummibereifung gelten muß. Die Vorderradreifen (930/140) waren einschließlich Stahlband 67 mm, die Hinterradreifen (1030/140  $\times$  2) 73 mm stark. (Sie entsprachen also noch den Bestimmungen der Verordnung über den Kraftfahrzeugverkehr vom 5. Dezember 1925.) Das Konstruktionsgewicht der ungefederten Hinterachsmassen des Kettenwagens ist 950 kg. Um den Einfluß der Größe der ungefederten Massen zu prüfen, wurden auf seiner Hinterachse Zusatzgewichte im Gesamtgewicht von 600 kg und 900 kg angebracht (vgl. Fig. 3).

Das betriebsfertige Eigengewicht des luftbereiften 3-Tonnen-Kardanwagens beträgt 4170 kg, seine ungefederten Hinterachsmassen wiegen rund

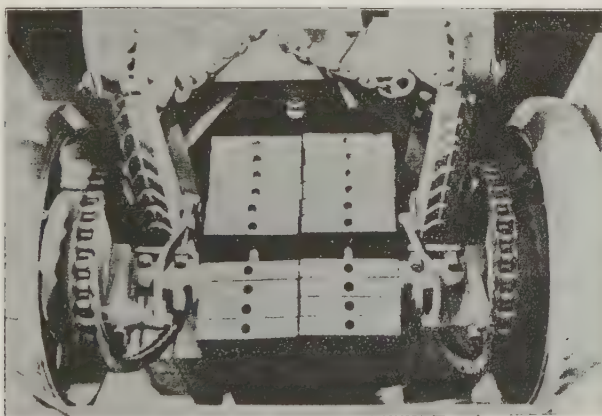


Fig. 3. Zusatzgewichte auf der Hinterachse des Ketten-Lastkraftwagens.

750 kg. Die Reifen (Vorderräder: 40/8", Hinterräder 40/8"  $\times$  2) hatten einen Innendruck von rund 7 kg/cm<sup>2</sup>.

Zur Aufzeichnung der Bodenerschütterungen wurde der Wiechert-Mintropsche Dreikomponenten-Erschütterungsmesser\*) benutzt, der die Bestimmung der Bodenbewegung in drei aufeinander senkrecht stehenden Richtungen ermöglicht. Dieser Erschütterungsmesser stellt eine Kombination von drei unabhängigen Instrumenten dar, nämlich von zwei gleichartigen Horizontalkomponentenapparaten ( $H_1$  und  $H_2$ ) und einem Vertikalkomponentenapparat [ $V$ ]\*\*). Die Registrierung erfolgt photographisch, und zwar derart, daß alle drei Komponenten auf einem, durch ein Uhrwerk bewegten 13 cm

\*) Der Erschütterungsmesser wurde von dem Vorsteher der Erdbebenwarte der Technischen Hochschule zu Aachen, Herrn Professor Dr. phil. P. Wilski, zur Verfügung gestellt.

\*\*) Die Abbildungen des Erschütterungsmessers sind in Fürst B. Galitzin, Vorlesungen über Seismometrie, herausgegeben von O. Hecker, Leipzig 1914, enthalten.



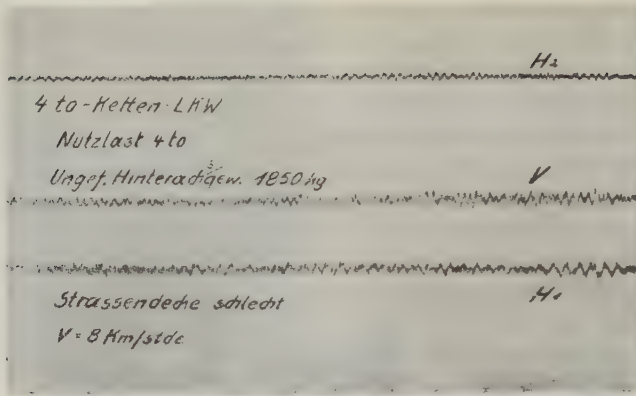


Fig. 4. Filmstreifen.

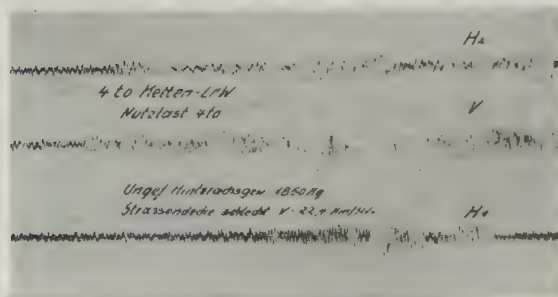


Fig. 5. Filmstreifen.

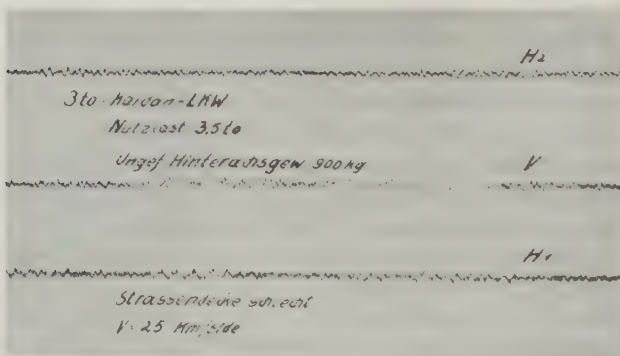


Fig. 6. Filmstreifen.

breiten Filmstreifen nebeneinander aufgezeichnet werden (siehe Fig. 4 bis 7). Die Zeitintervalle werden auf dem Rande des Filmstreifens markiert, und zwar mit Hilfe eines Zeitlämpchens, das mit einem Sekundenkontaktpendel verbunden ist.

Die Konstanten der Instrumente ergaben sich wie folgt:

	$H_1$	$H_2$	V
Eigenperiode . . . . . sec	0.23	0.20	0.27
Vergrößerung . . . . .	3000	2000	3000

Der Erschütterungsmesser wurde im Erdgeschoß des Bergbaugebäudes der Technischen Hochschule in Straßenhöhe aufgestellt und so orientiert, daß die Schwingungsebene von  $H_1$  senkrecht und diejenige von  $H_2$  parallel zur Versuchsstraße stand. Die Entfernung bis zur mittleren Wagenspur betrug 17 m.

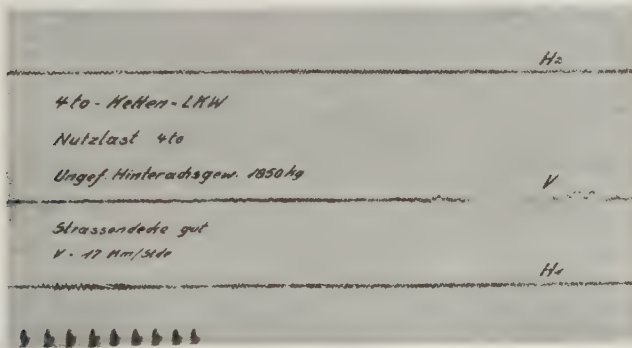


Fig. 7. Filmstreifen.

Bei dem oftmaligen Durchfahren der Versuchsstrecke wurde von dem Fahrer (Dipl.-Ing. Essers) die gleiche Spur eingehalten, so daß die Ergebnisse der seismographischen Aufzeichnungen ohne weiteres miteinander verglichen werden können. Die Versuche wurden nachts bei vollkommener Verkehrsstille durchgeführt, die allgemeine Bodenunruhe war gering. Die Versuchsstrecke hat leichtes Gefälle.

Die Fahrgeschwindigkeit wurde mittels geeichten Tachometers und Stoppuhr gemessen. Sie wurde vom Anfang der Versuchsstrecke (Entfernung vom Seismographen rund 250 m) bis zum Ende (Entfernung vom Seismographen rund 100 m) bei den einzelnen Versuchen konstant gehalten.

In den Fig. 8 bis 10 sind die Maximalamplituden der vom Seismographen aufgezeichneten vertikalen Bodenbewegungen als Funktion der Fahrgeschwindigkeit für verschiedene Größen der ungefederten Massen für die schlechte und in Fig. 8 und 10 auch für die gute Straßendecke jedesmal für den beladenen und unbeladenen vollgummibereiften Ketten-Lastkraftwagen aufgezeichnet. Fig. 11 gibt Aufschluß darüber, um wieviel die vertikalen Bodenbewegungen bei Ge-

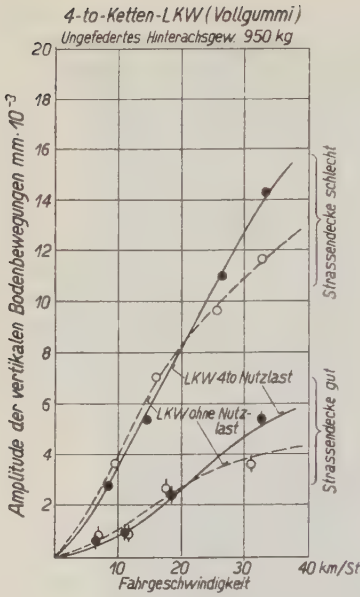


Fig. 8.

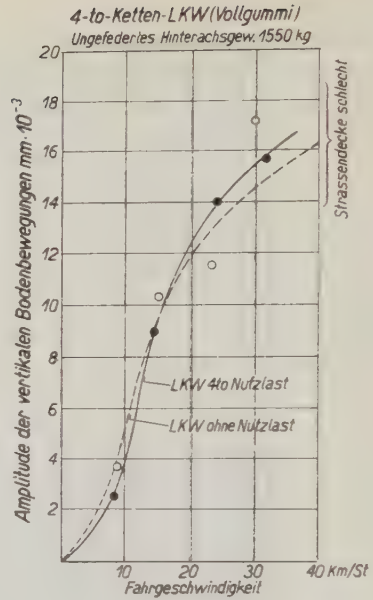


Fig. 9.

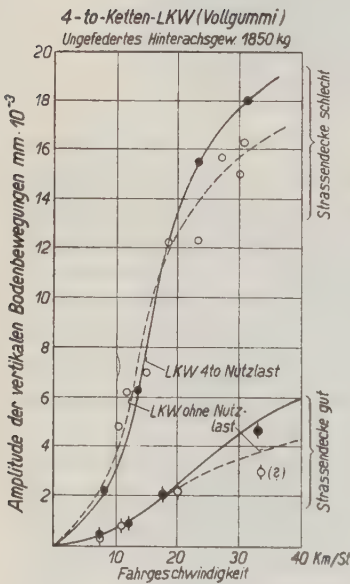


Fig. 10.

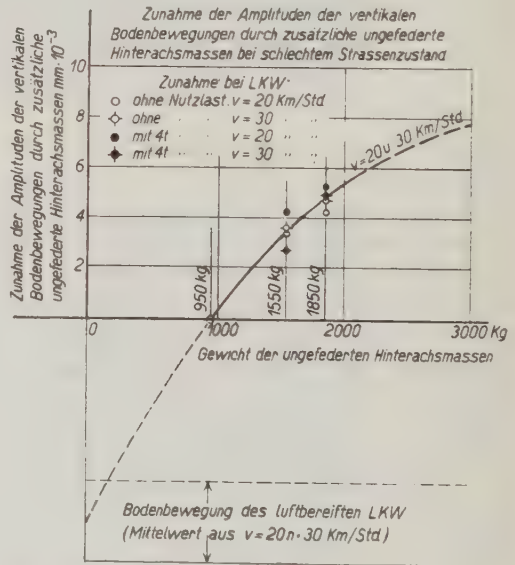


Fig. 11.

schwindigkeiten von 20 km/Std. und 30 km/Std. durch die zusätzlichen ungefederten Massen beim schlechten Straßenzustand vergrößert werden.

Die horizontalen Bodenbewegungen (Periode: im Mittel 0.06 sec) sind nur für den Versuch bei Anhängerbetrieb in Fig. 12 dargestellt. Sie sind bei allen Versuchen als kleiner als die Vertikalkomponenten ermittelt worden und sind deshalb von geringerem Interesse. Überdies besteht bei ihnen im wesentlichen die gleiche Abhängigkeit von Fahrgeschwindigkeit, Belastung und Größe der ungefederten Hinterachsmassen wie bei den Vertikalkomponenten (Periode im

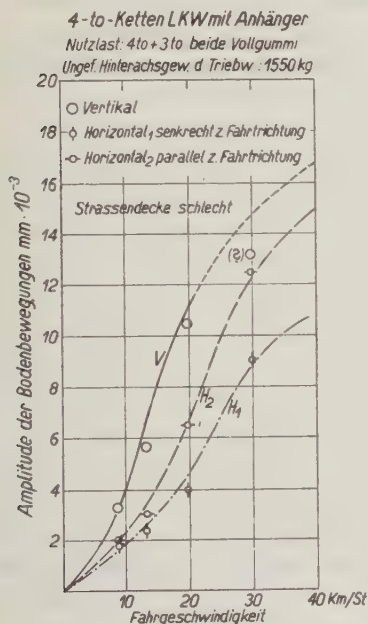


Fig. 12.

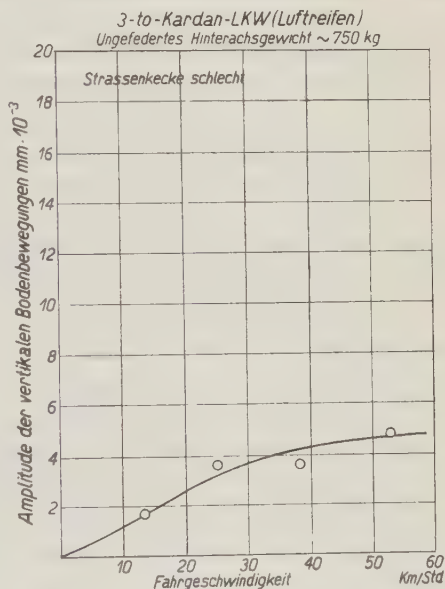


Fig. 13.

Mittel 0.05 sec). Die zur Fahrtrichtung parallelen, horizontalen Bodenbewegungen waren bei fast allen Versuchen größer als die senkrecht zur Fahrtrichtung verlaufenden.

In Fig. 13 sind die von dem luftbereiften 3-Tonnen-Kardanwagen auf der schlechten Straße hervorgerufenen Bodenerschütterungen aufgezeichnet.

Aus diesen Kurven lassen sich folgende Schlüsse ziehen:

**A. Für Vollgummireifen:** 1. Die Bodenerschütterungen nehmen mit der Fahrgeschwindigkeit sowohl beim vollgummibereiften wie auch beim luftbereiften, bei beladenem und unbeladenem Lastkraftwagen, auf schlechter und guter Straßendecke, bei großem und kleinem Gewicht der unabgefederten Teile der Hinterachse bis zu einem Geschwindigkeitsbereich von etwa 20 km/Std. mit einer größeren als der ersten Potenz der Fahrgeschwindigkeit zu, bei



größeren Fahrgeschwindigkeiten zunächst mit einer Potenz, die kleiner als 1 ist. Die Kurven haben also einen S-förmigen Verlauf und scheinen sich einem Grenzwert zu nähern, der beim luftbereiften Kardanwagen schon erreicht wurde. Dieser S-förmige Charakter der Kurven ist, wie sich rechnerisch nachweisen läßt, in der nicht linearen Federungscharakteristik der Reifen begründet. Die Lage des Wendepunkts bei ungefähr 20 km/Std. ist insofern bemerkenswert, als Prüfstanduntersuchungen, die die Ermittlung der beim Überfahren von Hindernissen auftretenden Fahrbahndrücke durch Messung der Sprunghöhe der Achse bezweckten, die Höchstwerte für die Sprunghöhen bei etwa 20 km/Std. Fahrgeschwindigkeit ergaben. (Vgl. u. a.: E. Bobeth, Die Leistungsverluste und die Abfederung von Kraftfahrzeugen.) Für diese beachtenswerte Tatsache kann jetzt eine Erklärung jedoch noch nicht gegeben werden\*).

2. Die Nutzlast (gefederte Masse) ist bei schlechtem und bei gutem Straßenzustand bis zu Fahrgeschwindigkeiten von etwa 20 km/Std. ohne erheblichen Einfluß auf die Bodenerschütterungen. Bei höheren Fahrgeschwindigkeiten nehmen die Bodenerschütterungen infolge der Nutzlast zu, und zwar bei schlechtem Straßenzustand mit wachsender Geschwindigkeit etwa um den gleichen absoluten Betrag wie bei gutem Straßenzustand.

3. a) Zusätzliche, ungefederte Massen\*\*) erhöhen bei schlechtem Straßenzustand die Bodenerschütterungen beträchtlich. Das Anwachsen erfolgt jedoch langsamer als proportional den Zusatzmassen (vgl. Fig. 11).

b) Bei gutem Straßenzustand konnte im ganzen untersuchten Geschwindigkeitsbereich innerhalb der Meßgenauigkeit ein Einfluß der ungefederten Massen auf die Bodenerschütterung nicht festgestellt werden.

4. Schlechter Zustand der Fahrbahndecke wie der bei Versuchsreihe  $A_I$  erhöht bei beladenem und unbeladenem Wagen die Bodenerschütterungen auf etwa das Drei- bis Vierfache gegenüber denen bei guter Straßendecke (Versuchsreihe  $A_{II}$ ).

5. Die durch den Lastzug verursachten Bodenerschütterungen sind nicht größer als die vom Triebwagen allein hervorgerufenen. Hieraus kann geschlossen werden, daß die Achse mit dem größten unabgefederten Gewicht maßgebend für die Größe der Bodenerschütterung ist.

---

\*) Eine Arbeit, die die Klärung des dynamischen Stoßvorganges und der hierbei auftretenden Straßenbeanspruchung durch Rechnung und Versuche mit Beschleunigungsmessern zum Ziele hat, wird demnächst vom Laboratorium für Kraftfahrwesen der Technischen Hochschule zu Aachen veröffentlicht werden.

\*\*) Von „ungefederten Massen“ (Räder mit Reifen und Achse bzw. Hinterachsbrücke mit ihrem ganzen Gewicht, Federn, Kettenspanner bzw. Druckrohr oder Schubalken, Bremsgestänge und Bergstütze mit einem Teil ihres Gewichts) kann nur unter der Annahme vollkommen starrer Bereifung gesprochen werden. Von dem Begriff der „ungefederten Masse“ entfernt man sich umso weiter, je geringer die Härte der Reifen ist. Sinngemäß verläuft also die Kurve in Fig. 11 in der dargestellten Weise für ungefedertes Gewicht  $< 950$  kg.

**B. Für Luftreifen.** Die von dem luftgummibereiften Fahrzeug verursachten Bodenerschütterungen betragen bei dem mangelhaften Straßenzustand nur  $\frac{1}{3}$  bis  $\frac{1}{4}$  der von dem vollgummibereiften Fahrzeug hervorgerufenen. Die Kurve hat den gleichen charakteristischen Verlauf wie die der Bodenerschütterungen bei Vollgummireifen.

Als von besonderem Belang müssen folgende Ergebnisse hervorgehoben werden:

Die Größe der gefederten Last (Nutzlast) ist bis zu den für schwere Lastkraftwagen üblichen Geschwindigkeitsgrenzen von etwa 20 km/Std. ohne Einfluß auf die Bodenerschütterung, so daß eine Erhöhung der zulässigen Gewichtsgrenze in diesem Geschwindigkeitsbereich keine Mehrbelastigung durch den Lastkraftfahrzeugverkehr mit sich bringen würde. Eine Erhöhung der Gewichtsgrenze erscheint insbesondere bei luftbereiften Fahrzeugen unbedenklich, da infolge ihrer geringen Härte die „ungefederten Massen“ klein sind\*).

Eine Erhöhung der Gewichtsgrenze ist besonders dann unbedenklich, wenn es gelingt, das Gewicht der ungefederten Massen zu reduzieren, z. B. durch ausgiebige Verwendung von Leichtmetallen, geeignete Konstruktionen der Achsen und Verbesserung der Reifen.

Aus der sich aus den Versuchen ergebenden Tatsache, daß die Bodenerschütterungen — und damit die Fahrbahndrucke — bei schlechtem Straßenzustand erheblich größer als bei gutem Straßenzustand sind, folgt, daß an der Herstellung guter Straßen und schleuniger Ausbesserung mangelhafter Straßendecken ein doppeltes Interesse besteht, da dann sowohl die Straßen als auch der Kraftwagen geringer beansprucht werden. Hierdurch wird die Straßenbeschädigung verringert und der Kraftwagenbauer kann wegen der geringeren dynamischen Beanspruchungen die Abmessungen und somit die Gewichte der ungefederten Kraftwagenteile verringern, was in wechselweiser Folge geringere Straßenbeanspruchung mit sich bringt.

Die Wechselwirkungen zwischen Fahrbahn und Fahrzeug sind wegen der zahlreichen Variablen, mit denen im praktischen Fahrbetrieb zu rechnen ist, sehr verwickelt, und es ist noch viel Forschungsarbeit zu leisten, bis eine vollkommene Klärung dieser außerordentlich wichtigen Fragen erzielt sein wird.

---

\*) Bodenbewegung bei Gewicht der ungefederten Hinterachsmassen  $< 950$  kg auf Fig. 11.

## Die neue magnetische Universalwage.

Von H. Haalek\*). — (Mit drei Abbildungen.)

Es wird ein neues Instrument beschrieben, mit welchem in sehr einfacher und schneller Weise die örtlichen Variationen des erdmagnetischen Feldes vollständig — in der Deklination, der Horizontal- und der Vertikalintensität — aufgenommen werden können mit einer Genauigkeit, welche dem heutigen Stande der Meßgenauigkeit magnetischer Lokalvariometer entspricht.

Das im folgenden beschriebene Instrument entsprang dem Bedürfnis der praktischen Geophysik nach einem Lokalvariometer, welches es gestattet, die lokalen erdmagnetischen Störungen in allen drei Komponenten in einfacher und schneller Weise auszumessen mit einer Genauigkeit, welche etwa derjenigen der Schmidtschen Feldwage für die Vertikalintensität entspricht. Die vollständige Ausmessung einer örtlichen Störung ist wichtig: Einmal in allen Fällen, in welchen die Abweichungen mehrere 100  $\gamma$  übersteigen, andererseits auch bei schwächeren Störungen, wenn es sich nicht um regionale Anomalien, sondern um solche von sehr geringer örtlicher Ausdehnung handelt: und zwar liegt die Bedeutung der Kenntnis der Verteilung sämtlicher Störungskomponenten darin, daß die Schlußfolgerungen in bezug auf die geologischen Ursachen der Störung eine erheblich größere Sicherheit gewinnen, besonders die Beurteilung der Tiefe der magnetisch störenden Masse, und infolgedessen — in Verbindung mit den geologischen Erwägungen — die Schlüsse in bezug auf die Substanz des Störungskörpers. Die älteren magnetischen Universalvariometer werden hinsichtlich der Empfindlichkeit nicht den Erfordernissen gerecht, welche man heute an sie stellt. Da sich von den modernen Lokalvariometern in der Praxis die auf dem Wageprinzip beruhenden Instrumente (die Schmidtsche Feldwage) bis jetzt am besten bewährten, so lag es nahe, dieses Prinzip auch bei der Konstruktion eines Universalvariometers anzuwenden. Eine schematische Darstellung der Universalwage zeigt Fig. 1.

Auf einer horizontalen mit Feineinstellung versehenen Kreisplatte befindet sich, fest mit dieser verbunden, ein Gehäuse, welches ein auf einer Achatschneide balancierendes Wagesystem enthält, das aus je zwei gekreuzten vertikal (*A*) bzw. horizontal (*B*) gerichteten Magnetlamellen besteht; und zwar befindet sich der negative Pol des vertikal stehenden Systems (*A*) oben, und das Wagesystem ist so ausbalanciert, daß der Schwerpunkt ein wenig seitlich vom Unterstützungspunkt, nach dem negativen Pol des horizontalen Magnetsystems (*B*) hin verschoben, liegt. Die Gleichgewichtslage des Wagebalkens wird dann bestimmt durch die Schwerkraft und die auf die Magnetsysteme wirkende erdmagnetische Kraft bzw. die magnetischen Zusatzkräfte. Zum Zwecke der Verkleinerung des Temperaturkoeffizienten sind die Magnetlamellen einseitig — auf der Seite des positiven Pols des horizontalen Magnetsystems — an dem Wagekörper befestigt.

\*) Wissenschaftl. Mitarbeiter der Exploration G. m. b. H.

Die Arretierung geschieht in der Weise, daß der Wagebalken mit Hilfe eines von außen (1) zu betätigenden Hebels gehoben und fest gegen zwei Federn gedrückt wird; bei der Desarretierung setzt die Schneide mit Hilfe einer Führung zwangsläufig immer auf dieselbe Stelle des Lagers auf. Zur Änderung der Empfindlichkeit bzw. der Abstimmung des Systems können unter dem Wagebalkenkörper und an der Seite kleine Schrauben eingeschraubt werden, deren Gewicht entsprechend gewählt wird. Zur Dämpfung der Schwingungen des Wagebalkens dienen Kupferdämpfer (2), welche zu beiden Seiten der Pole der Magnetlamellen angebracht sind. Auf der Rückseite des Gehäuses ist ein

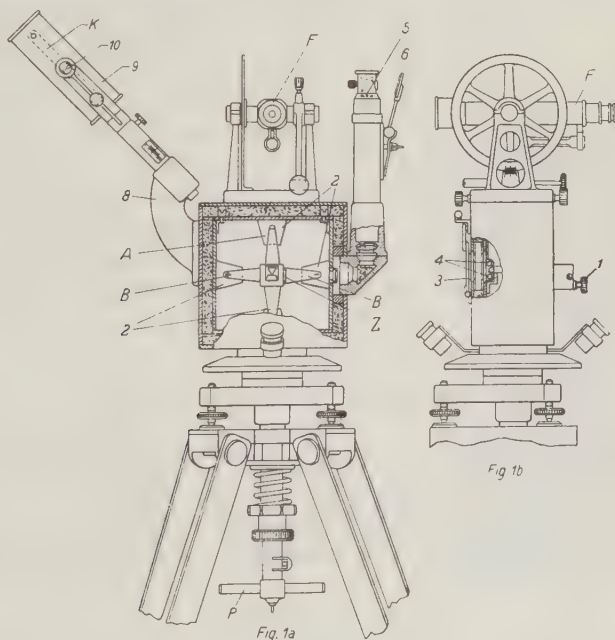


Fig. 1.

verschließbares Fenster (3) angebracht, um den Innenraum beobachten und an den ganz im Innern befindlichen Thermometern (4) die Temperatur ablesen zu können. Zum Schutz gegen schnelle Temperaturänderungen ist das Gehäuse doppelwandig, mit einer 1 cm dicken Korkschicht als Zwischenschicht, und zwar derart, daß an keiner Stelle eine wärmeleitende Verbindung zwischen Innen- und Außenwand vorhanden ist\*).

\*) Für die Sicherheit der Messungen ist außer der Kleinheit der Temperaturkoeffizienten noch die Sicherheit der Temperaturkorrektur vorteilhaft. Letztere wird aber unsicher, sobald plötzliche Temperatursprünge (z. B. beim Wechsel von Schatten und Sonnenbestrahlung) auftreten. Aus diesem Grunde ist eine sehr gute Wärmeisolation für Präzisionsmessungen von großem Vorteil.



Die Kippung des Wagebalkens wird gemessen mit Hilfe eines Autokollimationsfernrohres; die im Brennpunkt befindliche Strichplatte (5), welche durch den Spiegel (6) beleuchtet wird, wird durch den am Wagebalken befindlichen Spiegel (7) auf sich selbst abgebildet. Das abnehmbare Fernrohr ( $F$ ), welches nur bei Deklinationsmessungen erforderlich ist, dient zum Anvisieren von Geländepunkten bzw. eines zweiten im Gelände messenden Apparats: gegebenenfalls ist es auch zum Nivellement, zur Höhenmessung oder zum Tachymetrieren zu verwenden.

An einem seitlich unter  $45^\circ$  nach oben gerichteten abnehmbaren Träger (8) befindet sich ein Gehäuse (9), welches zwei gut gegen Temperatur geschützte Stabmagnete  $K$  enthält. Es ist um eine durch die Mitte des Magnetsystems gehende Achse (10) drehbar und kann mittels einer Einschnappvorrichtung in der auf den Unterstützungspunkt des Wagebalkens gerichteten Lage festgehalten werden. Der Abstand des Magnetsystems  $K$ , welches nur zu den Horizontalintensitätsmessungen dient, ist regulierbar zu verändern.

Senkrecht unter dem Stativ ist — analog wie bei der Schmidtschen Feldwage — ein in einer Hülse befindlicher Hilfsmagnet ( $P$ ) angebracht, dessen Entfernung in vertikaler Richtung regulierbar zu verändern ist: dieser Kompensationsmagnet dient nur zur eventuellen Änderung der Einstellung des Wagebalkens.

Einfache Theorie\*). Es bedeuten:

$Q$  = Gewicht des Wagesystems,  $G$  sein Schwerpunkt,  $O$  den Unterstützungspunkt,

$\gamma$  = Winkel zwischen  $GO = c$  und der Horizontalebene,

$\alpha$  = Kippung des Wagebalkens aus der Nullstellung,

$M_1, M_2$  bzw.  $M_3$  = Moment der entsprechenden Magnetsysteme  $A, B$  und  $K$ ,

$\varepsilon$  = Winkel zwischen Schwingungsebene des Wagebalkens und magnetischer Westrichtung,

$Z$  = Vertikal-,  $H$  = Horizontalintensität.

Das vom seitlichen Kompensationsmagnet  $K$  auf den Wagebalken ausgeübte Drehmoment ist — außer von Entfernung und Lage — von der (sehr geringen) Kippung des Wagebalkens abhängig. Entwickeln wir in eine Reihe nach  $\alpha$ :

$$M_3 \{f_{(0)} + \alpha f'_{(0)} \dots\},$$

so können wir die Reihe mit hinreichender Annäherung nach dem zweiten Gliede abbrechen.

Für die Gleichgewichtsbedingung des Wagebalkens folgt dann nach Fig. 2:

$$Z(M_2 \cos \alpha - M_1 \sin \alpha) - H \sin \varepsilon (M_1 \cos \alpha + M_2 \sin \alpha) - Qc \cos (\gamma - \alpha) + M_3 \{f_{(0)} + \alpha f'_{(0)}\} = 0.$$

---

\*) Bezüglich der ausführlichen Theorie muß auf die Arbeit verwiesen werden: H. Haalck, Ein neues erdmagnetisches Universalvariometer, Zeitschr. f. Instrkde. 1927, Heft 1.

Bei den Vertikalintensitätsmessungen wird das seitliche Kompensationsmagnetsystem  $K$  abgenommen. Für die Änderung der Vertikalintensität ergibt sich dann (für sehr kleines  $\varepsilon$  und  $\alpha$ ):

$$dZ = H \frac{M_1}{M_2} d\varepsilon + d\alpha \frac{M_1 Z + Qc \sin \gamma}{M_2} = H \frac{M_1}{M_2} d\varepsilon + n \kappa_1,$$

wobei  $n$  die Ablesung im Autokollimationsfernrohr,  $\kappa_1$  den Skalenwert bedeutet.

Da für  $\varepsilon$  und  $180 - \varepsilon$  die Gleichgewichtsbedingungen dieselben sind, im Autokollimationsfernrohr also die Ablesung in beiden Fällen die gleiche ist, so folgt, daß man aus den beiden Messungen symmetrisch zum Meridian letztere Richtung sehr genau ermitteln kann.

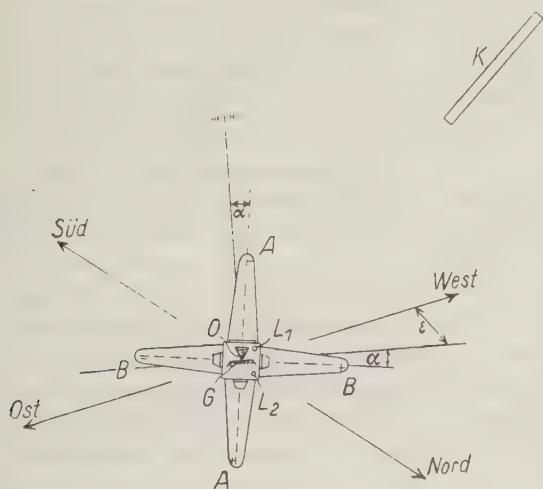


Fig. 2.

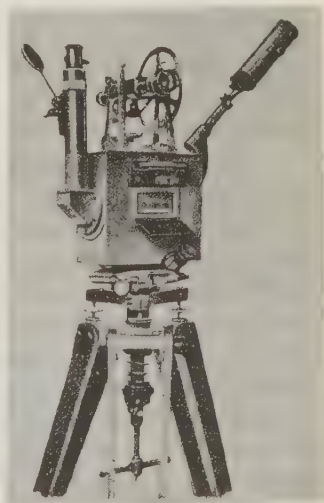


Fig. 3.

Bei den Horizontalintensitätsmessungen wird mit Hilfe des seitlichen Kompensationsmagnets  $K$  die Horizontalintensität in der Lage  $\varepsilon = 90^\circ$  (Nordstellung) und  $\varepsilon = -90^\circ$  (Südstellung) so auskompensiert, daß der Wagebalken wieder ungefähr die Nullage einnimmt. In diesen beiden Lagen folgt nach der obigen Gleichung für die Änderung der Horizontalintensität:

a) für  $\varepsilon = 90^\circ$ :

$$dH = -d\alpha \frac{M_1 Z + H M_2 + Qc \sin \gamma + M_3 f'_{(0)}}{M_1} = -n \kappa_2;$$

b) für  $\varepsilon = -90^\circ$  (nach Umkehrung des Magnetsystems  $K$ ):

$$dH = d\alpha \frac{M_1 Z - H M_2 + Qc \sin \gamma - M_3 f'_{(0)}}{M_1} = n \kappa_3.$$

Die Skalenwerte sind also in den einzelnen Lagen verschieden; durch Addition folgt:

$$dH = \frac{n}{2} \kappa_3 - \frac{n}{2} \kappa_2.$$

Ebenso folgt daraus als Kontrolle für die Skalenwerte  $\kappa_1$ ,  $\kappa_2$  und  $\kappa_3$ :

$$2 \kappa_1 = \frac{M_1}{M_2} (\kappa_2 + \kappa_3).$$

Als Nullage, d. h. als Ablesung Null, wird die Stellung bezeichnet, in welcher der Mittelstrich der Skala (5) im Autokollimationsfernrohr mit seinem Spiegelbild koinzidiert. Der Ausschlag dieses reflektierten Mittelstriches auf der festen Skala wird nach der einen Seite positiv, nach der anderen Seite negativ gerechnet: zur Markierung ist der Zehnerstrich der festen Skala auf der negativen Seite durch einen Punkt, auf der positiven Seite durch zwei Punkte gekennzeichnet\*). Die Ausführung einer vollständigen Beobachtung geschieht in folgender Weise:

a) Vertikalintensitätsmessung. Das Magnetsystem  $K$  wird bei diesen Messungen abgenommen. Der Wagebalken wird so abgestimmt, daß im Falle der Stellung etwa senkrecht zum magnetischen Meridian die Nullage die Gleichgewichtslage des Wagebalkens ist; das ist genau der Fall, wenn in zwei um  $180^\circ$  verschiedenen Stellungen des Instruments der Wagebalken die Nullage einnimmt. Um dieses für ein Untersuchungsgebiet mit erheblich abweichendem Wert der Vertikalintensität ungefähr zu erreichen, ist der senkrecht unter dem Stativ verstellbare Kompensationsmagnet ( $P$ ) angebracht, wodurch ein kleines magnetisches Zusatzfeld erzeugt wird, mit Hilfe dessen durch Änderung des Abstandes die gewünschte Wirkung erzielt wird, und welches dann während der Messungen konstant bleibt.

Man dreht das Instrument so, daß die Trägerseite  $K$  nach Westen zeigt und der Wagebalken sich ungefähr in die Nullage einstellt. Die Ablesung auf dem Horizontalkreis bei Nonius  $A$ \*\*) sei  $N_H$ . In dieser Stellung macht man je nach der Einstellungs Genauigkeit im Ablesefernrohr etwa vier bis acht Ablesungen, indem man nach jeder Ablesung wieder arretiert und desarretiert. Das Mittel aus den Ablesungen sei  $n_H$ . Nach Drehung der Schwingungsebene um etwa  $180^\circ$ , bis der Wagebalken sich wieder ungefähr in die Nullstellung einstellt, liest man in derselben Weise ab, die Horizontalkreisablesung am

---

\*) Die Richtung der Zählung läßt sich durch einen einfachen Versuch feststellen: Nähert man dem Apparat von unten her senkrecht unter dem Stativ eine Kompensationsnadel mit dem negativen Pol nach oben, so bedeutet dieses eine Verstärkung der Vertikalintensität, und der Ausschlag im Autokollimationsfernrohr erfolgt nach der positiven Richtung; oder: Vergrößert man  $N_H$ , so erfolgt der Ausschlag nach der negativen Richtung, bei Vergrößerung von  $N_E$  nach der positiven Richtung.

\*\*) Als Nonius  $A$  wird der Nonius auf der Seite der Arretierung (1) bezeichnet.

Nonius  $B$  sei  $N_E$ , der Mittelwert der Ablesungen im Ablesefernrohr  $n_E$ . Dann ist die Änderung der Vertikalintensität

$$dZ = \left\{ \frac{N_W - N_E}{\lambda} + n_W + n_E \right\} \frac{\kappa_1}{2} + \mu_1 (t - t_0) \dots \dots (1)$$

wobei  $\kappa_1$  den Skalenwert (in  $\gamma$ ),  $\mu_1$  den Temperaturkoeffizienten,  $t$  die Temperatur bedeutet und gesetzt ist:

$$\lambda = \frac{\kappa_1 M_2}{0.000291 M_1 H_0},$$

in welchem  $M_1$  das Moment des vertikalen,  $M_2$  dasjenige des horizontalen Magnetsystems bedeutet und für  $H_0$  der absolute (abgerundete) Wert der Horizontalintensität (in  $\gamma$ ) des Untersuchungsgebietes eingesetzt wird;  $N_W$  und  $N_E$  sind in Minuten auszudrücken. Der Einfachheit der Rechnung wegen empfiehlt es sich (außer bei starken Störungen)  $N_W = N_E$  zu machen, d. h. um genau  $180^\circ$  zu drehen, da in diesem Falle das erste Glied gleich Null wird; bei starken Störungen ist es dagegen vorteilhafter,  $n_W$  und  $n_E$  gleich Null zu machen, d. h. immer die Nullage aufzusuchen.

b) Deklinationsmessung. Das Fernrohr (Libelle unten) ist nach magnetisch Nord gerichtet, wenn die Ablesung  $U$  bei Nonius  $A$  gleich

$$U = \frac{N_W + N_E}{2} + (n_W - n_E) \frac{\lambda}{2} - \nu \dots \dots \dots (2)$$

ist, wobei  $\nu$  eine Apparatkonstante (nahezu Null) bedeutet.

Durch Anvisieren von Fixpunkten (z. B. Kirchtürmen od. dgl.), deren geographische Lage genau bekannt ist, kann man dann die Ablesung auf Nonius  $A$  bestimmen, wenn das Fernrohr nach geographisch Nord gerichtet ist. Werde diese mit  $N$  bezeichnet, so ist die Deklination  $D$ :

$$D = U - N \dots \dots \dots (3)$$

Der Temperatureinfluß fällt bei den Deklinationsmessungen vollkommen heraus.

Soll bei Verwendung zweier Instrumente im Gelände — um die zeitlichen Variationen zu eliminieren — der Deklinationsunterschied zwischen den beiden Meßpunkten festgestellt werden, so visieren sich die beiden Apparate gegenseitig an; ist beim gegenseitigen Anvisieren  $B_1$  die Horizontalkreisablesung bei Apparat I (Nonius  $A$ ),  $B_2$  diejenige bei Apparat II, und sind  $U_1$  bzw.  $U_2$  die entsprechenden magnetischen Nordrichtungen, so folgt:

$$dD = U_1 - B_1 + B_2 - U_2 - 180^\circ \dots \dots \dots (4)$$

$dD$  stellt also die Abweichung der magnetischen Nordrichtung in Punkt II gegen diejenige in Punkt I dar und ist positiv nach Westen, negativ nach Osten gerechnet.

c) Horizontalintensitätsmessung. Um das Instrument als Variometer für die Horizontalintensität anwenden zu können, dreht man das Instrument



so, daß die Horizontalintensität vollständig auf den Wagebalken zur Wirksamkeit gelangt. Durch das aufgesetzte Magnetsystem  $K$  wird ein magnetisches Zusatzfeld erzeugt, welches durch Änderung des Abstandes, der dann während der Messungen immer konstant gehalten wird, so reguliert wird, daß der Wagebalken sich ungefähr in der Nullage befindet, wenn Schwingungsebene und magnetische Meridianebene zusammenfallen \*): letzteres ist der Fall bei der Ablesung am Nonius  $A$ :

$$\frac{N_W + N_E}{2} + (n_W - n_E) \frac{\lambda}{2} + 90^\circ \dots \dots \dots (5)$$

(Eine Genauigkeit von etwa  $\frac{1}{2}$  bis  $1^\circ$  ist vollkommen ausreichend, so daß im allgemeinen die Stellung bei der Ablesung  $90^\circ + \frac{N_W + N_E}{2}$  — außer bei der

Bestimmung der Skalenwerte — schon völlig genügt.) Die Ablesungen im Autokollimationsfernrohr geschehen in dieser Lage ganz analog wie bei den Vertikalintensitätsmessungen: das Mittel aus den Ablesungen sei  $n_N$ . Man dreht — unter gleichzeitiger Drehung des Magnetsystems  $K$  — den Apparat um  $180^\circ$  und liest in derselben Weise ab; der Mittelwert sei  $n_S$ . Dann gilt für die Änderung der Horizontalintensität die Beziehung:

$$dH = \frac{\kappa_3}{2} n_S - \frac{\kappa_2}{2} n_N + \mu (t - t_0) \dots \dots \dots (6)$$

für  $\mu = \frac{\mu_3 - \mu_2}{2}$ , wo  $\kappa_2$  den Skalenwert in der Nordlage,  $\kappa_3$  denjenigen in der Südlage und  $\mu_2$  bzw.  $\mu_3$  die entsprechenden Temperaturkoeffizienten bedeuten.

Bei starken Störungen verfährt man am besten in der Weise, daß man stets die Nullage beobachtet und entsprechend den Abstand des Systems  $K$  ändert. Jeder Abstandsänderung entspricht dann eine ganz bestimmte Änderung der Horizontalintensität, welche empirisch festgestellt werden kann \*\*).

d) Die Bestimmung der Apparatkonstanten. Die Apparatkonstante  $M_1/M_2$  (nahezu gleich 1) sowie  $\nu$  (nahezu Null) brauchen nur einmal für das Instrument bestimmt zu werden und bleiben dann stets konstant, auch bei Änderungen der Empfindlichkeit oder dergleichen. Die Konstante  $\nu$  ergibt sich ganz einfach mit Hilfe eines Magnettheodoliten dadurch, daß man an ein und demselben Ort mit beiden Instrumenten gleichzeitig die magnetische Nordrichtung ermittelt und daraus die Abweichung der optischen Achse des Fernrohrs gegen die Mittelsenkrechte zur Schwingungsebene des Wagebalkens feststellt \*\*\*). Den Quotienten  $M_1/M_2$  kann man dadurch bestimmen, daß man den Skalenwert  $\kappa_1$  in der West-Ost-Stellung ermittelt, indem man einmal die

\*) Man wählt den Abstand des Systems  $K$  am besten möglichst groß, und zwar so, daß bei der Ausgangsmessung die Gleichgewichtslage des Wagebalkens (ungefähr die Nullage) in der Nordlage ungefähr gleich demjenigen in der Südlage ist.

\*\*) Bei neueren Instrumenten ist daher eine Feinverstellung angebracht.

\*\*\*) Erforderlich ist die Kenntnis von  $\nu$  nur bei sehr genauen absoluten Deklinationsmessungen.

Ablenkung beobachtet, welche ein Stromkreis (sogenannte Helmholtzsche Spulen) von bekannten Dimensionen verursacht, andererseits die Ablenkung, welche stattfindet, wenn man die Schwingungsebene verstellt. Im ersten Falle ist:

$$\kappa_1 = C \frac{i}{n - n_0},$$

wo  $i$  in Milliampere ausgedrückt ist und  $C$  die aus den Dimensionen des Stromkreises sich ergebende Konstante bedeutet. Im zweiten Falle ist, wenn  $\delta$  den (kleinen) Winkel (in Minuten) bedeutet, um welchen die Schwingungsebene verdreht wird:

$$\kappa_1 = \frac{0.000291 \frac{M_1}{M_2} H_0 \delta}{n - n_0} \dots \dots \dots (7a)$$

wobei für  $H_0$  der absolute (abgerundete) Wert der Horizontalintensität in dem betreffenden Gebiet einzusetzen ist. Aus diesen beiden Gleichungen ergibt sich  $M_1/M_2$ .

Die Skalenwerte in der Nordstellung ( $\kappa_2$ ) und in der Südstellung ( $\kappa_3$ ) ermittelt man ganz analog durch Verdrehung der Schwingungsebene um den Winkel  $\delta$ :

$$\kappa_2 = \frac{H_0 (1 - \cos \delta)}{n_0 - n} \dots \dots \dots (7b)$$

$$\kappa_3 = \frac{H_0 (1 + \cos \delta)}{n - n_0} \dots \dots \dots (7c)$$

Ist also  $M_1/M_2$  einmal gegeben, so kann man stets alle Skalenwerte ohne besondere Hilfsmittel in einfacher und schneller Weise durch Verdrehung der Schwingungsebene nach den Gleichungen (7a, b, c) bestimmen\*).

Die Bestimmung der Temperaturkoeffizienten geschieht am zweckmäßigsten in der Weise, daß die Apparate in einem eisenfreien heizbaren Raume aufgestellt werden, in welchem die Temperatur während einer Beobachtungsreihe allmählich ansteigt und wieder sinkt; oder man beobachtet ununterbrochen während der täglichen Temperaturänderung. Nach Gleichung (1) und (6) ist dann:

$$\mu = \frac{a - a_0}{t_0 - t},$$

wo

$$a = \frac{\kappa_1}{2} \left\{ \frac{N_W - N_E}{\lambda} + n_W + n_E \right\} \text{ für } \mu_1,$$

$$a = \kappa_2 n_N \text{ für } \mu_2,$$

$$a = \kappa_3 n_S \text{ für } \mu_3,$$

$$a = \frac{\kappa_3 n_S - \kappa_2 n_N}{2} \text{ für } \mu \text{ ist.}$$

\*) Die Skalenwerte  $\kappa_2$  und  $\kappa_3$  sind etwas abhängig von Größe und Entfernung des Magnetsystems  $K$  und müssen daher, wenn dieses gegen schwächere bzw. stärkere Magnete vertauscht wird, neu bestimmt werden.

Da sämtliche Skalenwerte und Temperaturkoeffizienten etwas von den absoluten Werten der Horizontal- und Vertikalintensität abhängen, so müssen diese, wenn die Instrumente in einem Gebiet mit erheblich abweichenden Werten dieser erdmagnetischen Kraftkomponenten verwendet werden, neu bestimmt werden, was in der angegebenen Weise sehr einfach durchzuführen ist.

Kontrollen:

$$\left. \begin{aligned} 2\kappa_1 &= \frac{M_1}{M_2}(\kappa_2 + \kappa_3), \\ 2\mu_1 &= \frac{M_1}{M_2}(\mu_2 + \mu_3). \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (8)$$

e) Beobachtung und Berechnung. Bei den Beobachtungen sind dieselben Vorsichtsmaßregeln zu treffen, wie sie allgemein bei erdmagnetischen Messungen erforderlich sind. Beobachtung und Berechnung geschehen am besten nach nebenstehendem Schema.

Bei Verwendung zweier Instrumente seien an ungestörten (bzw. an gleich gestörten) Orten die Unterschiede in dem Stand der beiden Apparate (II gegen I):

$$dZ_2 - dZ_1 = F_1, \quad dH_2 - dH_1 = F_2, \quad U_2 - U_1 = F_3 (= \nu_2 - \nu_1).$$

In diesem Falle ergeben sich die erdmagnetischen Abweichungen an den einzelnen Punkten des Wanderapparates II gegen den Punkt des Stationsapparates I nach folgendem Schema:

Berechnungsschema II.

Punkt	$dZ = dZ_2 - dZ_1 - F_1$	$dH = dH_2 - dH_1 - F_2$	$dD = U_1 - B_1 - (U_2 - B_2) - F_3$

Beobachtungs- und Berechnungsschema vereinfachen sich entsprechend, wenn nur eine einzelne Komponente beobachtet wird; ebenfalls können, sollen z. B. nur Vertikalintensitätsmessungen vorgenommen werden, Träger und Fernrohr abgenommen werden. Die Empfindlichkeit ist etwa dieselbe wie bei der Schmidtschen Feldwage (etwa 2 bis 4  $\gamma$  Ablesegenauigkeit); die Sicherheit der Deklinationsbestimmungen etwa 0.5 bis 1 Bogenminute. Die Einstellung auf eine höhere Empfindlichkeit, die selbstverständlich ohne weiteres möglich ist, ist für Geländemessungen unzweckmäßig. Die Art der Temperaturkompensation erwies sich als so gut, daß bei den ersten Apparaten eine Überkompensation

## Beobachtungsschema.

Dat.:

App.:

Beob.:

[illegible]

## Berechnungsschema I.

Konstanter:  $\left\{ \begin{array}{l} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \end{array} \right.$

$$\begin{array}{c} \parallel \\ v \end{array} \quad \begin{array}{c} \parallel \\ t_0 \end{array}$$

[illegible]



sation eintrat, der Temperaturkoeffizient also negativ wurde; bei den neueren Instrumenten ist er sehr klein.

Für einen einigermaßen eingearbeiteten Beobachter beträgt die Dauer einer vollständigen Messung einschließlich Aufstellung des Instruments etwa 20 bis 25 Minuten. Das Universalvariometer hat sich sowohl bei der Aufnahme schwacher als auch bei der Aufnahme von starken erdmagnetischen Störungen als sehr brauchbar erwiesen\*).

## Einige Bemerkungen zur Möglichkeit der Aufsuchung und Lokalisierung von schlecht oder nicht leitenden Einlagerungen im Untergrund mittels elektrischer Wechselstrommethoden.

Von R. Ambronn in Göttingen.

Der Wechselstromwiderstand einer Gesteinsschicht kann nicht über eine gewisse Grenze hinausgehen, da der Verschiebungsstrom niemals verschwindet. Daraus wird gefolgert, daß oberhalb eines Leitungswiderstandes der Bodenschichten von etwa  $4 \cdot 10^6 \text{ Ohm/cm}^{-1}$  die Möglichkeit einer weiteren Auflösung der Bodenstruktur in der Tiefe mittels elektrischer Wechselstrommessungen an der Erdoberfläche aufhört.

Bei der Untersuchung des Untergrundes mit elektrischem Gleichstrom ist die Stromstärke in einem von zwei Äquipotentialflächen begrenzten Teil einer Stromröhre gleich der Spannungsdifferenz zwischen den beiden Äquipotentialflächen dividiert durch den räumlichen Gleichstromwiderstand  $W_z$  des Stromröhrenabschnittes zwischen den beiden Potentialflächen. Für einen kleinen Bereich, in dem man den räumlichen Widerstand als homogen verteilt und daher die Äquipotentialflächen als einander parallele Ebenen, die Stromröhre also als geraden Zylinder ansehen kann, ist dann der räumliche Widerstand des betrachteten Ausschnittes gleich

$$W_z = \frac{d}{\lambda q} \dots \dots \dots (1)$$

wo  $d$  den Abstand der Äquipotentialflächen in Zentimeter,  $q$  den Querschnitt der Stromröhre in Quadratcentimeter und  $\lambda$  die Leitfähigkeit in  $\text{Ohm cm}^{-1}$  bedeutet. Diese Bezeichnung gilt auch für die Leitungsstromkomponente bei Wechselstrom. Bei der Benutzung von Wechselstrom zur Erzeugung des Stromfeldes im Untergrund, geht aber zwischen den Flächenstücken  $q$  der beiden Äquipotentialflächen im Abstand  $d$  noch ein in Phase um  $90^\circ$  voreilender Verschiebungsstrom über. Der scheinbare Widerstand  $W_c$ , welchen das oben be-

\*) Das Instrument wird von der Exploration G. m. b. H., Berlin, Linkstr. 25, hergestellt.

trachtete Stück einer Stromröhre dieser kapazitiven (Verschiebungs-) Strömung entgegenstellt, ergibt sich zu

$$W_c = \frac{1}{\omega C} = \frac{4\pi d}{\omega \cdot q \cdot \delta} \cdot 9 \cdot 10^{11} \quad \dots \dots \dots (2)$$

wo  $\omega$  die Kreisfrequenz ( $= 2\pi\nu$ ,  $\nu$  = Periodenzahl pro sec) des benutzten Wechselstromes,  $C$  die elektrostatische Kapazität des Stromröhrenabschnittes (in elektromagnetischem Maße) und  $\delta$  die Dielektrizitätskonstante des Materials in der Stromröhre bedeutet.

Der Gesamtwiderstand des Stromröhrenabschnittes ergibt sich dann nach der bekannten Formel für die Zusammensetzung zweier um  $90^\circ$  in Phase gegeneinander verschobener Ströme zu

$$W' = \frac{d}{q \cdot \lambda \cdot \omega \cdot \delta} \sqrt{\omega^2 \delta^2 + 36^2 10^{22} \pi^2 \cdot \lambda^2} \text{ Ohm.}$$

Dieser Wert unterscheidet sich indessen von dem ohne Berücksichtigung der Phasenverschiebung gewonnenen resultierenden Widerstand

$$W = \frac{4\pi d}{q} \cdot \frac{9 \cdot 10^{11}}{(\omega \delta + 4\pi \lambda \cdot 9 \cdot 10^{11})} \text{ Ohm} \quad \dots \dots \dots (3)$$

im ungünstigsten Falle nur um den Faktor 1.4, so daß für alle praktischen Betrachtungen über die elektrische Erforschung der tieferen Bodenschichten der letztere einfachere Ausdruck genügt.

Das Verhältnis  $w_z : w_c$  des Ohmschen ( $w_z$ ) zum kapazitiven Widerstand ( $w_c$ ), ergibt sich ferner zu

$$w_z/w_c = \frac{\omega \delta}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^{11} \cdot \lambda} \quad \dots \dots \dots (4)$$

wogegen das Verhältnis des Leitungsstromes  $i_z$  zum Verschiebungsstrom  $i_c$  in dem Stromröhrenabschnitt gleich

$$i_z/i_c = \frac{4\pi \lambda}{\omega \delta} \cdot 9 \cdot 10^{11} \quad \dots \dots \dots (5)$$

wird.

Diese Verhältniswerte (4) und (5) sind also von den Dimensionen des Stromröhrenabschnittes völlig unabhängig. Sie werden nur von dem Verhältnis der Leitfähigkeit zur Dielektrizitätskonstante und von der Frequenz des benutzten Wechselstromes beeinflusst.

Nach Gleichung (3) ist also der Widerstand eines Kraftröhrenabschnittes, dem wir im folgenden, indem wir  $q = 1$  und  $d = 1$  setzen, die Form eines Zentimeterwürfels zugrunde legen wollen, nach oben begrenzt. Auch bei verschwindend kleiner Leitfähigkeit, d. h. für  $\lambda = 0$ , kann, da ja  $\delta$  stets  $\geq 1$  sein muß,  $W$  den Wert

$$W_{\lambda=0} = \frac{4\pi \cdot 9 \cdot 10^{11}}{\omega \delta} \text{ Ohm} \quad \dots \dots \dots (6)$$

nicht überschreiten. Tabelle 1 gibt diese Grenzwerte  $W_{\lambda=0}$  abgerundet für verschiedene Werte von  $\omega$  und  $\delta$ .

Tabelle 1.

$\delta$	$\omega = 300$	3000	30 000
1	$40 \cdot 10^9$	$40 \cdot 10^8$	$40 \cdot 10^7$
2	$20 \cdot 10^9$	$20 \cdot 10^8$	$20 \cdot 10^7$
5	$8 \cdot 10^9$	$8 \cdot 10^8$	$8 \cdot 10^7$
10	$4 \cdot 10^9$	$4 \cdot 10^8$	$4 \cdot 10^7$

Um diese Erwägungen für die heute besonders wichtige kritische Betrachtung praktisch geologischer Aufgaben ausnutzen zu können, ist zunächst zu fragen, welche Leitfähigkeitsdifferenzen eine aufzusuchende Schicht im Untergrund gegenüber ihrer Umgebung wohl aufweisen muß, um noch mittels der elektrischen Methode nachweisbar zu sein. Eine streng genaue Angabe darüber ist allerdings nicht möglich. Man wird von Erfahrungswerten ausgehen müssen und eine besonders große Rolle wird natürlich die Tiefenlage und die räumliche Ausdehnung der betreffenden gesuchten Schicht spielen.

Es möge zunächst an einigen Beispielen untersucht werden, wie sich erfahrungsmäßig der spezifische Widerstand einer Einlagerung im Boden von demjenigen ihrer Umgebung unterscheiden muß, um einen sicheren Nachweis derselben mittels elektrischer Messungen zu ermöglichen.

1. Ein Bleierzgang in schiefrigem Gestein. Bleiglanz mit Pyrit, etwas Zinkblende und Gangminerale gemischt, hat etwa einen Widerstand von 1 Ohm pro Zentimeterwürfel. Die schwach bergfeuchten Schiefer pflegen Widerstände von  $10^6$  bis  $10^9$  Ohm/cm<sup>-1</sup> aufzuweisen. Das Leitfähigkeitsverhältnis ist also in diesem Falle 0.1 bis 1000 Millionen.

2. Ein Roteisensteinlager in trockenen Kalken. Roteisenstein hat einen Widerstand von etwa  $10^6$  bis  $10^7$  Ohm pro Zentimeterwürfel, an trockenen Kalken mißt man dagegen Widerstände von der Größenordnung  $10^{10}$  und mehr Ohm/cm<sup>-1</sup>. Das Leitfähigkeitsverhältnis ist also  $> 10^3$ . Praktisch liegt der Nachweis von Roteisenstein auf elektrischem Wege an der Grenze des Möglichen und ist sogar wohl nur dann mit genügender Sicherheit möglich, wenn er reichlich Pyrit und Magnetit enthält und sein spezifischer Widerstand dadurch erheblich vermindert wird.

3. Mit Salzlauge erfüllte poröse Schichten in schwach bergfeuchten Tonen. Salzlauge von 5 Proz. Konzentration hat einen Widerstand von 15 Ohm cm<sup>-1</sup>. Poröse mit dieser Lösung durchtränkte Sande dürften daher einen Widerstand in der Größenordnung von 100 Ohm/cm<sup>-1</sup> besitzen gegen einen Widerstand von mindestens  $10^6$  Ohm/cm<sup>-1</sup> der Tone. Das Leitfähigkeitsverhältnis ist größer als 1000.

Man sieht daraus, daß ein Leitfähigkeitsverhältnis von mindestens 1000 unter normalen Verhältnissen zum sicheren Nachweis einer in der Tiefe gelegenen Einlagerung vorliegen muß.

Bei den elektrischen Bodenuntersuchungen mittels Wechselstrom pflegt man heute im allgemeinen eine Frequenz von 500 pro sec (also  $\nu$  etwa gleich 3000) zu benutzen. Der Grenzwiderstand  $W_{\lambda=0}$  nach Tabelle 1 liegt dann zwischen  $4 \cdot 10^8$  und  $20 \cdot 10^8$  Ohm/cm<sup>-1</sup>. Die Einlagerungen müssen also, den obigen Ausführungen entsprechend, einen spezifischen Widerstand von jedenfalls weniger als  $4 \cdot 10^6$  Ohm/cm<sup>-1</sup> besitzen, um sich von einem als nichtleitend ( $\lambda = 0$ ) vorausgesetzten Grundgebirge überhaupt praktisch unterscheiden zu lassen, da der Durchschnittswert der Dielektrizitätskonstanten von Kalken, Sandsteinen und Schiefen etwa 10 beträgt.

Bei etwa 400 000 Ohm/cm<sup>-1</sup> liegt also eine praktisch sehr wichtige Grenze für die Beurteilung der Möglichkeiten elektrischer Bodenforschungsaufgaben. Nur Schichten von geringerem spezifischen Widerstand können mit Aussicht auf Erfolg von einem nichtleitenden Grundgebirge in der Tiefe mittels elektrischer Wechselstrommessungen von der Erdoberfläche aus unterschieden werden. Alle Massen mit höherem Widerstand verschwimmen für diese Schürfmethode zu einer nicht mehr auflösbaren Einheit.

Mit diesem Nachweis ist z. B. auch allen Versuchen, mittels elektrischer Wechselstrommessungen erdölführende Schichten von trockenem oder schwach bergfeuchtem Gebirge zu unterscheiden, der Boden endgültig entzogen. Die spezifischen Widerstände der in den Erdölgebieten in den in Betracht kommenden Tiefen vorkommenden Schichten liegen wohl sämtlich weit unterhalb des oben abgeleiteten Grenzwertes von  $4 \cdot 10^6$  Ohm/cm<sup>-1</sup>. Allein die salzwasserführenden Schichten unterscheiden sich elektrisch genügend von dieser Grundmasse, um einen an der Erdoberfläche nachweisbaren Einfluß auf die Verteilung der elektrischen Strömung zu gewinnen.

## Schwankungen in der Länge des Tages.

Von Dr. M. Schuler in Göttingen.

Es wird gezeigt, daß Schwankungen der Tageslänge von mehreren Sekunden im Jahre hervorgerufen werden können durch Veränderungen in der Mächtigkeit der polaren Eiskappen.

Bei den berechneten Ephemeriden der Planeten und ihrer Monde zeigt sich, daß die beobachteten Stellungen dieser Gestirne immer etwas abweichen von den berechneten Werten. In letzter Zeit haben Astronomen\*) darauf hingewiesen, daß diese Differenzen am leichtesten zu erklären wären durch kleine Schwankungen in der Länge des Tages, den wir als Zeitmaß benutzen. Es müßten also kleine Differenzen in der Drehgeschwindigkeit der Erde bestehen,

---

\*) R. T. A. Innes: Union Observatory, Johannesburg 1925, Nr. 65; B. Meyermann: Naturwissenschaften Bd. 14, Nr. 12, Göttingen 1926; Ernst W. Brown: Nature, Vol. 119, Nr. 2988, London 1927.



die etwa  $\pm 2$  sec im Jahre ausmachen. Die volle Periode einer solchen Schwingung beträgt ungefähr 260 Jahre. Es fragt sich nun, wie man diese Schwingungen mechanisch erklären kann.

Vernachlässigt man die Wirkung von Ebbe und Flut, die ein langsames Abnehmen der Drehgeschwindigkeit der Erde zur Folge hat, was aber in einigen Jahrhunderten noch nicht nachzuweisen ist, so bleibt das Impulsmoment der Erde konstant, d. h. Trägheitsmoment  $\times$  Winkelgeschwindigkeit sind konstant. Ändert sich das Trägheitsmoment der Erde, so muß sich die Winkelgeschwindigkeit entsprechend entgegengesetzt ändern. Nun fragt sich, ob durch Massenverschiebungen so große Änderungen in dem Trägheitsmoment der Erde bewirkt werden können, daß die von den Astronomen geforderten Rotationsschwankungen dadurch mechanisch zu erklären sind.

Die größten Massentransporte auf der Erde kommen durch das Wasser. Es wird stetig in der äquatorialen Zone verdampft und schlägt sich dann in den kälteren Zonen und an den Polen der Erde nieder. Durch die Flüsse und Meeresströmungen kehrt es wieder zu dem Äquator zurück. Dies kann an sich die Rotationsgeschwindigkeit der Erde nicht beeinflussen. Aber ein Teil des Wassers wird an den Polen als Eis festgehalten. Wenn dieses Eis auf festem Lande liegt, so wird Wasser den Äquatorgegenden entzogen, und das Trägheitsmoment der Erde wird kleiner. Das Eis hingegen, das auf dem Meere liegt, drückt durch sein Gewicht entsprechend Wasser nach dem Äquator weg und muß also bei der Differenzberechnung der Trägheitsmomente unberücksichtigt bleiben.

Der Südpol ist bis etwa  $20^\circ$  vom Pole ganz mit Eis bedeckt, das auf festem Lande aufliegt. Das Eis, das im südlichen Winter darüber hinaus in das Meer vorstößt, dürfen wir nicht rechnen. Wir haben also eine Eiskappe von

$15,4 \cdot 10^6 \text{ km}^2$  Oberfläche am Südpol.

Für den Nordpol ist die Rechnung nicht so einfach, da gerade am Pol selbst Wasser ist. Dagegen liegen in der Breite  $\varphi = 60^\circ$  bis  $70^\circ$  große Landmassen (Nordsibirien und Nordkanada). Die Isotherme für  $0^\circ$  mittlerer Lufttemperatur läuft über die Länder bei etwa  $\varphi = 60^\circ$ . Das ergibt eine Polkappe von  $34 \cdot 10^6 \text{ km}^2$ , die den größten Teil des Jahres mit Eis bedeckt ist. Hiervon rechnen wir nur 45 Proz., um die nördlichen Meere und die wärmeren Gebiete Nordeuropas zu berücksichtigen. Damit kommen wir aber ungefähr auf dieselbe Oberfläche wie beim Südpol. Wir können also die gesamte Eisdecke der Erdpole auf  $30 \cdot 10^{12} \text{ m}^2$  einschätzen. Nehmen wir an, daß die ganze Eisdecke 11 m an Stärke zunimmt, so entspricht dies 10 m Wasser, und wir erhalten eine Masse  $3 \cdot 10^{14}$  Tonnen Eis.

Eine solche Eiskappe hat für den Südpol, wo sie sich nur auf  $20^\circ$  verteilt, ein Trägheitsmoment von  $3,6 \cdot 10^{20} \text{ km}^2$  Tonnen. Dagegen erhalten wir für den Nordpol, wo wir  $30^\circ$  Bedeckung haben (dafür aber nur 45 Proz. der Eisdecke rechnen dürfen),  $7,6 \cdot 10^{20} \text{ km}^2$  Tonnen. Die beiden 11 m starken Eiskappen an den Polen haben also ein Trägheitsmoment von  $\Theta_1 = 11,2 \cdot 10^{20} \text{ km}^2$  Tonnen.

Nimmt man an, daß das Wasser dieser Eiskappen ganz aus der äquatorialen Zone stammt, so hatte es dort ein Trägheitsmoment:  $\Theta_2 = 3 \cdot 10^{14} \cdot 6220^2 = 116,7 \cdot 10^{20} \text{ km}^2 \text{ Tonnen}$ . Die Änderung des Trägheitsmomentes ist also  $\Theta_2 - \Theta_1 = 105,5 \cdot 10^{20} \text{ km}^2 \text{ Tonnen}$ . Macht man dagegen die Annahme, daß das Wasser gleichmäßig von der ganzen Erde stammt mit Ausnahme von den eisbedeckten Polen, so erhält man  $\Theta_2 = 79,2 \cdot 10^{20} \text{ km}^2 \text{ Tonnen}$ . Die Veränderung des Trägheitsmomentes beträgt in diesem Falle  $\Theta_2 - \Theta_1 = 68 \cdot 10^{20} \text{ km}^2 \text{ Tonnen}$ . Wir wollen nun diese Veränderungen auf das Trägheitsmoment der Erde beziehen, das wir mit  $\Theta_E = 81,23 \cdot 10^{27} \text{ km}^2 \text{ Tonnen}$  ansetzen. Dann erhalten wir die verhältnismäßige Änderung des Trägheitsmomentes, und daraus können wir die Schwankung der Rotationsgeschwindigkeit ausrechnen. Dabei ergeben sich folgende Werte:

1. Das Wasser der Eiskecke stammt von der äquatorialen Zone:  
 $\Delta\Theta = \Theta_E \cdot 1,3 \cdot 10^{-7}$ . Dies entspricht 4,1 sec/anno Zeitänderung.
2. Das Wasser der Eiskecke stammt gleichmäßig von der ganzen Erde:  
 $\Delta\Theta = \Theta_E \cdot 0,84 \cdot 10^{-7}$ . Dies entspricht 2,6 sec/anno Zeitänderung.

Die Wahrheit liegt wohl in der Mitte zwischen beiden Werten, so daß man sagen kann:

Wenn die Mächtigkeit der polaren Gletscher um 11 m schwankt, so ändert sich die Länge unseres Tages um 3 sec im Jahre; dies entspricht 0,0082 sec im Tage. Wir sehen aus dieser Überschlagsrechnung, daß Änderungen des Tages um  $\pm 2$  sec im Jahre leicht durch Differenzen in der Eiskecke der Pole erklärt werden können. Die Stärke des Eises müßte um  $\pm 7,4$  m schwanken. Dies ist natürlich nur ein Mittelwert; in Wirklichkeit werden die Schwankungen in der Nähe der Pole größer und in den Randgebieten entsprechend kleiner sein. Da Änderungen in der Stärke der Alpengletscher von 15 m gemessen wurden, so sind auch solche Schwankungen der polaren Gletscher sehr wahrscheinlich. Folgen mehrere warme Jahre aufeinander, so schmilzt das Polareis ab und dadurch vergrößert sich das Trägheitsmoment der Erde. Die Tage werden also länger. Umgekehrt werden sich in kälteren Perioden die Tage verkürzen. Augenblicklich haben wir nach der Rechnung der Astronomen zu lange Tage. Wir müßten also nach dieser Theorie in einer warmen Periode leben, und dies stimmt auch mit den Temperaturbeobachtungen der Meteorologen überein. Denn in den letzten 25 Jahren hat die mittlere Temperatur der Erde zugenommen\*). Demnach sind die Schwankungen der Tageslänge auf meteorologische Ursachen zurückzuführen, ebenso wie dies für die Polschwankungen bekannt ist. Eigentümlich ist auch, daß die Periode der Tagesschwankungen ungefähr gleichläuft mit der Periode der magnetischen Schwankungen. Offenbar sind diese auch durch meteorologische Ursachen bestimmt und hängen zusammen mit der größeren oder geringeren Tätigkeit der

\*) Ellsworth Huntington: Climate and Civilisation, New Haven 1923.

Sonne und der Häufigkeit der Sonnenflecke, wie dies ja auch für die Länge des Tages nach obiger Theorie der Fall sein muß.

Die Eisdecke des Poles schwankt mit den Jahreszeiten; da aber der eine Pol Sommer hat, während bei dem anderen Pole Winter herrscht, so setzt sich das Eis, das an dem einen Pole abschmilzt, an dem anderen an, und die jährlichen Schwankungen heben sich größtenteils gegenseitig auf. Natürlich können dabei kleine Phasenverschiebungen im Frühjahr und Herbst vorkommen. Aber viel größere Unregelmäßigkeiten erkennen wir, wenn wir den geographischen Bau beider Pole betrachten. Um den Nordpol liegen große Ländermassen, während die Eiskappe des Südpols ganz vom Meere umgeben ist. Beim Nordpol dehnt sich die Schneedecke im Winter über Sibirien und Kanada sehr stark aus, während im Sommer dieser Schnee größtenteils wieder abschmilzt. Wir haben also starke Schwankungen zwischen Sommer und Winter. Beim Südpol dagegen stößt die Eisdecke im südlichen Winter in das Meer hinaus, und wir dürfen ihr Gewicht deshalb nicht mitrechnen. Im südlichen Sommer bleibt das polare Festland vollständig mit Eis bedeckt und strahlt durch seine helle Farbe den größten Teil der Sonnenenergie in den Raum zurück. Darum werden die jährlichen Schwankungen der Schneedecke am Südpol viel geringer sein als die Schwankungen am Nordpol und können diese nicht ausgleichen. Es ist also zu erwarten, daß im nördlichen Winter die Tage kürzer sind als im nördlichen Sommer. Die Differenzen kann man etwa auf  $\pm 0,5$  sec in einem halben Jahre schätzen. Leider sind unsere heutigen Uhren lange nicht genau genug, um solche Unterschiede zu messen\*). Vielleicht wäre es aber möglich, solche Schwankungen aus den Beobachtungen unseres Mondes oder der Jupitermonde nachzuweisen.

Herr Geheimrat Meyermann machte mich darauf aufmerksam, daß die Genauigkeit der Pegelablesungen ausreicht, um das Schwanken der Meereshöhe nachzuweisen, welches mit einer Veränderung der polaren Eiskappen Hand in Hand gehen muß. Die Änderung der Eisdecke um  $\pm 7,4$  m (dies entspricht  $\pm 2$  sec/anno Zeitschwankung) ergibt eine Änderung der Meereshöhe von  $\pm 0,6$  m, wenn alles Wasser aus dem Ozean stammt. Sicher wird ein Teil davon aus Binnenseen, Flüssen und Grundwasser herrühren, während der Feuchtigkeitsgehalt der Luft nicht in Betracht kommt. Man müßte also Pegelschwankungen von ungefähr  $\pm 0,4$  m beobachten können, die mit den Schwankungen der Tageslänge übereinstimmen. Damit besteht die Möglichkeit, die hier gegebene Theorie zu prüfen. Man muß die Pegelstände aller Ozeane mitteln und über lange Zeit ihren Gang verfolgen. Ferner kann man auch die mittlere Lufttemperatur der Erde bestimmen. In beiden Fällen müssen die Schwankungen parallel gehen mit derjenigen der Tageslänge. Jedenfalls werden diese Prüfungen leichter sein als die unmittelbare Messung der Mächtigkeit der polaren Eismassen.

---

\*) Über die Genauigkeitserhöhung der Zeitmessung vgl. M. Schuler: Zeitschr. f. Phys. Bd. 42.



## Bestimmung der Hauptmondtide $M_2$ in Swinemünde für die Jahre 1898 bis 1907.

Von Otto Meissner in Potsdam.

Die Hauptmondtide  $M_2$  an der Südküste der Ostsee läßt sich aus täglich achtmal angestellten Beobachtungen bereits für ein Jahr mit leidlicher, bei Zusammenfassung von 5 bis 10 Jahren schon mit recht befriedigender Genauigkeit darstellen.

§ 1. Einleitung. In einer früheren Arbeit<sup>1)</sup> hatte ich die  $S_1$ -Welle für die Ostseepegelstationen des Preußischen Geodätischen Instituts in den ersten 20 Jahren des laufenden Jahrhunderts behandelt. Für die Jahre 1898/1899, für die stündliche Beobachtungen vorliegen, sind eine größere Anzahl Tiden von Schweydar in einer Kühnenschen Institutspublikation<sup>2)</sup> angegeben. Nachstehend gebe ich jährliche Werte der Hauptmondtide  $M_2$  für die Station Swinemünde und den Zeitraum von 1898 bis 1907 (mit einer kleinen Lücke).

§ 2. Für die Zeit vom 1. Juni 1901 bis 8. Juni 1907 sind nämlich in Swinemünde 8 Tageswerte abgelesen, statt der sonst üblichen 4, „so daß für diesen Zeitraum weitere Tiden (außer der ganztägigen Sonnentide  $S_1$ ) abgeleitet werden können“ [Kühnen in <sup>2)</sup>]. Kühnen selbst hat  $S_1$  und  $S_2$  für diesen Zeitraum berechnet. Ich habe  $M_2$  gewählt, einmal wegen ihrer Bedeutung, und dann, um zu prüfen, und im Falle eines günstigen Ergebnisses, das sich tatsächlich einstellte, zu zeigen, daß man auch aus so beschränktem Material die  $M_2$ -Tide mit einer ziemlich befriedigenden Genauigkeit erhalten kann. Jetzt, im Zeitalter der Rationalisierung, ist es vielleicht von allgemeinem Interesse zu zeigen, daß man hierbei auch mit recht geringem Rechenaufwand zum Ziele kommt; habe ich doch an mechanischen Hilfsmitteln lediglich den Rechenschieber benutzt.

§ 3. Verarbeitung des Materials. Zunächst habe ich das Material in Mondmonate, beginnend mit dem Neumondstage, geteilt. Von jedem Monat habe ich aber nur 8 Tage benutzt. Denn da dreistündige Intervalle vorliegen, so ist, wenn anfangs 0 Uhr Mondzeit und 0 Uhr Sonnenzeit zusammenfallen, nach  $3.29\frac{1}{2}/24 = 29\frac{1}{2}/8$  Tagen 0 Uhr Mondzeit = 3 Uhr Sonnenzeit. An diesem 2. benutzten Tage habe ich also den Wert von 3 Uhr Sonnenzeit unter 0 Uhr Mondzeit geschrieben. Als letzten Wert (21 Uhr Mondzeit) habe ich aber nicht 0 Uhr des betreffenden Tages, sondern 0 Uhr des folgenden Sonnentages geschrieben. Das ist wegen des starken Nullpunktsganges nötig (vgl. auch unten). So bin ich weiter fortgeschritten, je um 4 bis 3 Tage. Vom letzten habe ich demnach nur den Wert für 21 Uhr Sonnenzeit als 0 Uhr Mondzeit benutzt, für die folgenden Stunden die Werte des nachfolgenden Sonnentages.

Bei Benutzung sämtlicher Tage hätte ich die Stundenwerte der hier ausgelassenen Tage unter die Mondstunden rubrizieren müssen, denen sie am nächsten waren. Dadurch hätte ich für die Ableitung der endgültigen Werte



einen starken Vergrößerungsfaktor bekommen, mit dem natürlich auch die Unsicherheit sich entsprechend vergrößert hätte. Das hätte den Genauigkeitsgewinn durch das größere Material praktisch völlig wieder aufgehoben, und ich hätte lediglich eine  $3\frac{1}{2}$  mal so große Rechenarbeit gehabt.

Von den in ganzen Millimetern vorliegenden Werten habe ich jedesmal eine auf 100 mm abgerundete passende Konstante abgezogen, um möglichst kleine Zahlen zu erhalten. Auf den absoluten Wert kommt es ja hier nicht an. Doch nahm ich die Konstante gewöhnlich kleiner als den kleinsten vorkommenden Wert, so daß ich nur positive Zahlen zu addieren hatte, was immerhin eine merkliche Rechnerleichterung ist.

§ 4. Elimination des Nullpunktsganges. Die Ermittlung der  $M_2$ -Tide aus dem vorhandenen Material wäre ohne die Berücksichtigung des Nullpunktsganges, der wenigstens die größten Störungen leidlich beseitigt, natürlich völlig unmöglich gewesen. Deshalb habe ich als 9. Spalte (vgl. das Beispiel 1 unten) noch 24 Uhr = 0<sup>h</sup> Mondzeit des folgenden Tages hinzugenommen und nachher die Differenz zwischen 0<sup>h</sup> und 24<sup>h</sup> linear angebracht. Zwar ist der Gang natürlich in den seltensten Fällen auch nur annähernd linear, aber, wie ich früher einmal nachgewiesen habe<sup>3)</sup>, ist jede andere Annahme noch willkürlicher; auch die Mitnahme eines quadratischen Gliedes ist nicht empfehlenswert.

§ 5. Berechnung der Konstanten. Da ich aus formalen Gründen bei der endgültigen Berechnung Zehntelmillimeter als Einheit haben wollte, habe ich die Summen der 8 Werte einfach mit  $\frac{10}{4}$  multipliziert, d. h.  $\frac{1}{4}$  des Wertes hinzugezählt. — Die Amplitude  $a_2$  des Sinusgliedes erhält man aus  $(3) + (15) - (9) - (21)$ , in wohl verständlicher abgekürzter Bezeichnungsweise, und entsprechend den Wert für  $b_2$ .

§ 6. Reduktion von Phase und Amplitude. Da ich um 0 Uhr Mondzeit anfangen und nach Sonnenstunden gebildete Werte habe, ist um 24 Uhr (welchen Wert ich, wie oben gesagt, des Nullpunktsganges halber mitführen mußte) der Mond bereits um  $360/29\frac{1}{2} = \text{rund } 12^\circ$  zurückgeblieben. Die Phase ist also aus diesem Grunde um die Hälfte dieses Betrages zu korrigieren, aber der Betrag ist, da es sich um eine halbtägige Welle handelt, zu verdoppeln, es sind also  $12^\circ$ . — Weiter ist zu bemerken, daß sich bei jedem folgenden Tage in der Berechnungstabelle die Phase um  $\frac{1}{8} \cdot 12^\circ$  verschiebt, da jedesmal ein Wert des betreffenden Sonnentages vorn wegfällt und einer des nächstfolgenden am Schlusse hinzukommt. So fallen z. B. am 4. Tage, der genommen wird, die ersten 3 Stunden des (Sonnen-) Tages fort, und statt ihrer kommen an den Schluß die 3 (bzw. wegen des Nullpunktsganges 4) Werte des folgenden Tages. Das gibt eine zweite Korrektur der Phase um  $\frac{1}{2} \cdot \frac{7}{8} \cdot 2 \cdot 12^\circ = 10\frac{1}{2}^\circ$ . Im ganzen sind also von der errechneten Phase  $22\frac{1}{2}^\circ$  abzuziehen. Vorgreifend sei hier bemerkt, daß die Phase dann mit der von Schweydar nach einer strengen Methode berechneten ausgezeichnet übereinstimmt.

Die Amplitude muß aus diesem Grunde, und weil 0 Uhr Mondzeit nicht immer genau um Mitternacht des ersten benutzten Tages ist, einen Vergröße-

rungsfaktor bekommen, der ziemlich genau  $\approx 1.10$  ist. — Übrigens habe ich die Reduktion von Amplitude und Phase erst bei den Endwerten vorgenommen.

§ 7. Beispiel. Das folgende, willkürlich herausgegriffene Beispiel 1 gibt genau die Ausführung meiner wirklichen Rechnung wieder, mit Ausnahme der ersten Zeile, die ich, als selbstverständlich, bei der Rechnung niemals mit hingeschrieben habe.

Beispiel 1. Swinemünde 1904.

Datum	0h	3h	6h	9h	12h	15h	18h	21h	24h			
März 17.	158	120	41	53	43	14	23	57	97			
(-1) 21.	123	116	30	40	25	45	58	78	3	sin	cos	
(-2) 24.	76	42	22	16	24	48	17	33	-52	+195	+356	
(-3) 28.	32	23	50	8	34	59	82	103	-35	+50	+233	
April												
(-4) 1.	37	50	126	96	14	48	16	54	52	-146	+96	
(-5) 4.	61	38	14	18	8	56	88	47	53	+76	+141	
(-6) 8.	51	37	4	1	107	23	4	55	-17	+175	+826	(:4)
(-7) 12.	-9	4	1	4	22	54	43	33	126	+44	+207	( $\times 1\frac{1}{4}$ )
Nullp. . .	0	+38	+77	+115	+154	+192	+231	+269	<u>221</u>	$a_2 =$	+55	( $\pm 68$ )
$\Sigma$ . . .	529	368	-60*	123	269	27*	32	97	+308!	$b_2 =$	+259	
Abw. v. M.	+356	+195	-233	-50	+96	-146	-141	-76				

Die kleinen Zahlen neben dem Datum geben an, wieviel von den Werten des betreffenden Datums auszulassen (und am Schlusse, wie bereits bemerkt, durch die folgenden Ablesungen des nächsten Tages zu ersetzen) sind. Bei —3 z. B. ist unter 0 Uhr Mondzeit der 4. Ablesungswert, nämlich 9 Uhr Sonnenzeit, einzusetzen usf. Die Zeile Nullp. gibt die lineare Korrektur der Werte wegen des Nullpunktsganges. Rechts daneben steht die Berechnung der Komponenten  $a_2$  und  $b_2$  in  $\frac{1}{10}$  mm aus den Summen in der angedeuteten Weise. Wie unbedingt nötig die Berücksichtigung des Nullpunktsganges ist, zeigt das Beispiel, bei dem er noch nicht einmal extrem groß ist: ohne ihn würde sich  $a_2$  zu  $-5$  (statt  $+55$ ) und  $b_2$  zu 301 (statt 259) ergeben.

§ 8. Ableitung der Endergebnisse. Im ganzen habe ich 98 Mondmonate auf diese Art bearbeitet. 1901 konnten nur 7, im letzten Jahre der Reihe, 1907, gerade noch 5 (und dies auch nur, weil in den ersten Junitagen auch noch 8 Ablesungen gemacht waren) gebildet werden. Zweimal hatte ein Jahr 13 Mondmonate (1903 und 1906).

Umstehendes Beispiel 2 zeigt, wie die Werte für einen einzelnen Mondmonat noch sehr unsicher sind, naturgemäß besonders im Winter mit seinen starken unregelmäßigen Wasserbewegungen. 1899, das ich als Beispiel gewählt habe, ist übrigens gerade fast das ungünstigste Jahr. Gleichwohl ist das Jahresmittel bereits dem wahren ziemlich nahekommend. Die Quotienten des Abbe-Helmertschen Kriteriums deuten einen jährlichen Gang der Koeffizienten an, den ich jedoch, weil er in den einzelnen Jahrgängen zu verschieden ist, und weil überhaupt die Werte für einen einzelnen Monat zu unsicher sind, nicht näher untersucht habe.

Wie man aus umstehender Tabelle 1 ersieht, stimmen die Mittel aus den 8 Jahren (1901 und 1907 zusammen als ein Jahr gerechnet) mit den von

Schweydar, a. a. O., angegebenen, auf strenge Weise aus stündlichen Ablesungen hervorgegangenen Werten nach Reduktion von Phase und Amplitude vollständig überein. Noch ein Wort über den mittleren Fehler! Die Genauigkeit sollte bei Schweydar für ein einzelnes Jahr, da er 24 statt 8 Stundenwerte und 30

Beispiel 2. Swinemünde 1899. (Einheit 0.1 mm.)

Mondmonat	$a_2$	$b_2$	$z$
1	+174	-115	- 15
2	+ 29	+ 15	+ 46
3	- 24	+160	+ 35
4	- 40	+ 53	- 41
5	-136	+159	+ 86
6	- 54	+ 36	- 10
7	- 82	+129	+ 26
8	- 1	+ 10	- 89
9	+ 26	+162	-100
10	-151	+ 91	- 59
11	+ 10	+ 60	+219
12	+ 60	+239	-155
Mittel . . . .	- 16	+ 83	
Mittl. Fehler .	$\pm 29$	$\pm 33$	
Quotient . . .	1.43	1.36	
$c_2$ . . . . .	85		
$\varphi_2$ . . . . .	349°		

Tabelle 1.

Jahresmittel der Konstanten der  $M_2$ -Welle in Swinemünde 1898 bis 1907.  
(Einheit 0.1 mm.)

Jahr	$a_2$	$\mu$	$Q(a_2)$	$b_2$	$\mu$	$Q(b_2)$	$c_2$	$\varphi_2$
1898	- 1	$\pm 24$	0.95	+ 70	$\pm 22$	0.62	70	359°
1899	-16	$\pm 29$	1.43	+ 83	$\pm 33$	1.36	85	349
1901*)	-48	$\pm 30$	0.81	+ 45	$\pm 23$	1.51	66	313
1902	-21	$\pm 17$	1.65	+ 91	$\pm 15$	1.05	93	347
1903	-36	$\pm 30$	1.05	+ 89	$\pm 24$	0.96	96	338
1904	+25	$\pm 30\frac{1}{2}$	0.96	+101	$\pm 23$	1.99	104	374
1905	+ 1	$\pm 21$	1.54	+106	$\pm 25$	1.24	106	361
1906	-20 $\frac{1}{2}$	$\pm 18$	0.82	+114	$\pm 23$	1.14	116	350
1907**)	-34	$\pm 27$	0.76	+ 67	$\pm 22$	1.04	75	333
Mittel . . . .	-14	$\pm 25$	1.11	+ 89	$\pm 23$	1.21	90	351°
Mittl. Fehler .	$\pm 7\frac{1}{2}$	$\pm 2$	$\pm 0.11$	$\pm 9$	$\pm 1\frac{1}{2}$	$\pm 0.13$	$\pm 9$	$\pm 5\frac{1}{2}$
Reduz. Mittel							99	328 $\frac{1}{2}$
Schweydar***)							100	326 $\frac{1}{2}$
							$\pm 14$	$\pm 1\frac{1}{2}$

\*)  $p = 0.7$ . — \*\*)  $p = 0.5$  bei der Mittelbildung. — \*\*\*) Streng aus 24-Stdn.-Werten der Jahre 1898/99.

statt 8 Tage im Mondmonat benutzte, etwa 11 mal kleiner sein. Ihm standen aber nur 2 statt hier 8 Jahre zur Verfügung, also wäre die Genauigkeit nur  $\frac{11}{4}$  mal so groß. Tatsächlich ist der mittlere Fehler meiner Reihe für die Amplitude sogar kleiner als bei Schweydar, für die Phase aber etwas größer als theoretisch zu erwarten. Man kann also sagen, daß man auf die von mir an-

gegebene Weise aus 8 Jahren die  $M_2$ -Welle ebensogut erhält, wie aus 2 Jahren stündlicher Beobachtungen und mit einem bedeutend kleineren Rechenaufwand!

§ 9. Anhang über die eintägige Mondwelle. Eine eintägige Mondwelle  $M_1$ , analog der Sonnentide  $S_1$ , sollte zwar theoretisch nicht existieren, da aber an manchen Orten durch Interferenz doch solche Wellen vorkommen, habe ich sie der Vollständigkeit wegen auch hier berechnet.

Tabelle 2.  
Konstanten der eintägigen Mondwelle ( $M_1$ ) in Swinemünde 1898 bis 1907.  
(Einheit 0.1 mm.)

	$a_1$		$b_1$		Gewicht
1898	+ 64	± 44	— 73	± 41	1
1899	— 10	51	+ 24	51	1
1901	+ 119	36	— 60	60	0.7
1902	— 14	63	— 31	64	1
1903	+ 56	59	— 100	31	1
1904	— 15	48	+ 85	50	1
1905	— 34	35	— 18	59	1
1906	+ 5	39	— 65	41	1
1907	+ 29	41	— 105	38	0.5
Mittel . . . . .	+ 17	(± 45)	— 32	(± 48)	
	± 8		± 21		
$c_1$ . . . . .	$36 \pm 17$				
$g_1$ . . . . .	$152^0$ (reduziert:) $141^0$				

Wie man sieht, sind die Werte für ein einzelnes Jahr von derselben Größenordnung wie die für die  $M_2$ -Welle. Im Mittel aber sind sie beträchtlich kleiner. Das deutet darauf hin, daß diese Welle, obwohl formal die Koeffizienten ihre mittleren Fehler übertreffen, doch für die Ostsee keine reelle Bedeutung hat, sondern nur unausgeglichene Reste des Nullpunktsganges darstellt.

§ 10. Man könnte nun versuchen, auf eine ähnliche Weise wie hier, auch bei nur täglich viermaligen Ablesungen die  $M_2$ -Welle zu erhalten. Für die halbtägige Sonnenwelle  $S_2$  ist dies zwar aus mathematischen Gründen unmöglich<sup>4)</sup>, aber die Mondwelle verschiebt sich ja, und so ist das Unternehmen nicht von vornherein aussichtslos. Tatsächlich aber hat es sich nach meinen Versuchen als unmöglich erwiesen, auf irgend eine Art aus vier Tageswerten eine zuverlässige Bestimmung der  $M_2$ -Welle zu gewinnen. Das ist sehr bedauerlich, denn an ruhigen Tagen läßt sich die halbtägige Mondwelle selbst an den östlichsten Stationen des Preußischen Geodätischen Instituts, Pilau und Memel, wo sie am kleinsten ist, schon mit bloßem Auge auf den zehnfach vergrößernden Registrierbogen deutlich erkennen.

#### Literatur.

- <sup>1)</sup> Annalen der Hydrographie 1927. (Erscheint noch.)
- <sup>2)</sup> Das Mittelwasser der Ostsee und der Nordsee. Veröff. des Kgl. Preuß. Geodät. Instituts, N. F., Nr. 70.
- <sup>3)</sup> Astron. Nachr. 186, 57 f.
- <sup>4)</sup> Annalen der Hydrographie 1927. (Erscheint noch.)



## Über eine Verbindung zwischen den mondentägigen und den sonnentägigen Variationen der magnetischen Deklination.

Von J. Egedal. — (Mit einer Abbildung.)

Die mondentägige Variation der magnetischen Deklination wird hier als ein Resultat einer Gezeitenwirkung auf die Variationen der magnetischen Deklination betrachtet werden. Durch zahlenmäßige Behandlung des vorliegenden Materials wird gezeigt, daß eine auf dieser Grundlage aufgestellte Formel ein befriedigendes Resultat gibt.

Schon Lamont<sup>1)</sup> hat den mondentägigen Gang der magnetischen Deklination mit dem der sonnentägigen verglichen. Später ist Chambers<sup>2)</sup> durch seine Untersuchungen über Sonnen- und Mondvariationen zu dem Resultat gekommen, daß „the bulk of the phenomenon dealt with is, properly speaking, not a lunar diurnal variation but solar diurnal variation which depends on the relative position of the sun and moon“. Vor einigen Jahren hat S. Chapman<sup>3)</sup> die beiden Periodizitäten auf verwandte Ursachen zurückgeführt. Die vorliegende Arbeit ist ein Versuch, den Gedanken Chambers zu unterstützen und weiter zu führen [vgl. J. Egedal<sup>4)</sup>].

Es muß zuerst erinnert werden, daß der Mond keine direkte magnetische Einwirkung von meßbarer Größe auf unsere Magneten haben kann: jede meßbare Einwirkung muß indirekt sein.

Folgende Hypothesen werden aufgestellt:

1. Die mondentägige Variation der magnetischen Deklination ist durch Änderungen der sonnentägigen und möglicherweise auch anderer Variationen der magnetischen Deklination (Nachstörung) hervorgebracht.

2. Diese durch den Mond hervorgebrachten Änderungen der magnetischen Deklination sind das Resultat einer Gezeitenwirkung [vgl. S. Chapman<sup>5)</sup>].

Die trigonometrische Entwicklung der mondentägigen Variation zeigt eine Amplitude des halbtägigen Gliedes, welche viel größer als die des ganztägigen und anderer Glieder ist. Die halbtägige Amplitude, die hier  $L$  genannt wird, ist, wenn sie mit der Horizontalintensität multipliziert wird, als proportional mit dem Effekt der wirkenden Kräfte zu betrachten.

Die sonnentägige Variation der magnetischen Deklination (positiv gegen Osten gerechnet) für ein Jahr oder noch längere Zeit abgeleitet, zeigt auf der nördlichen Hemisphäre ein Hauptmaximum morgens und ein Hauptminimum früh nachmittags; auf der südlichen Hemisphäre fällt das Minimum morgens und das Maximum nachmittags. Die ganze Schwankung von dem extremen Morgenwert bis zu dem extremen Nachmittagswert ist hier  $S$  genannt.

Figee<sup>6)</sup> hat gezeigt, daß in Batavia die mondentägige Variation während des Tages (am meisten des Vormittags) am größten ist. Venske<sup>7)</sup> ist für Potsdam zu demselben Resultat gekommen. Von diesen Tatsachen gestützt, wollen wir  $S$  als einen Repräsentant der in Hypothese 1 angeführten Variationen

verwenden, indem wir annehmen, daß  $S$  (polare und äquatoriale Gegenden ausgeschlossen) mit den Variationen, deren Änderungen die mondtägige Variation herbeiführen, proportional ist.  $S$  mit der Horizontalintensität multipliziert, ist also mit dem Effekt der Kräfte proportional, welche die in Betracht kommenden magnetischen Variationen herbeiführen. Es ist wohl nicht befriedigend, eine solche Annahme zu machen, es liegt aber keine für diese Untersuchung brauchbare Theorie der magnetischen Variationen vor.

Die beiden definierten Größen  $L$  und  $S$  variieren mit der geographischen Breite, und es wird versucht, eine Verbindung zwischen den beiden Variationen herbeizuführen, indem man untersucht, wie die Gezeitenwirkung mit der geographischen Breite variiert, und diese Variation mit den Variationen von  $L$  und  $S$  vergleicht.

Die Gezeitenwirkungen, die hier zu betrachten sind, können in der Atmosphäre oder der Erdkruste stattfinden. Es ist nicht die Größe der fluterzeugenden Kräfte, sondern die Wirkungen dieser Kräfte, die untersucht werden müssen.

Wir behandeln die ganztägige Mondwelle ( $M_1$ ) nicht, weil sie gleich der ganztägigen magnetischen Mondvariation [W. v. Bemmelen<sup>8)</sup>] sehr geringfügig ist [A. T. Doodson<sup>9)</sup>].

Die theoretische halbtägige Mondwelle ( $M_2$ ) ist von einem Glied der Potentialfunktion abgeleitet, welches mit  $\cos^2 \varphi$ , wo  $\varphi$  die geographische Breite ist, variiert. H. Poincaré<sup>10)</sup> hat gezeigt, daß die theoretische Wellenhöhe, d. h. die Wirkung der fluterzeugenden Kraft, mit dem zu der Welle entsprechenden Glied der Potentialfunktion proportional ist. Dies ist für den Fall abgeleitet, wo der Mond sich im Äquator bewegt. Da aber die Wirkung der fluterzeugenden Kraft, wenn der Mond im Äquator steht, mit  $\cos^2 \varphi$  proportional ist, dann muß das allgemeine Gesetz lauten: die Wirkung der fluterzeugenden Kraft ist mit  $\cos^2 z$ , wo  $z$  die geozentrische Zenitdistanz des Mondes ist, proportional. Betrachten wir die theoretische Höhe der halbtägigen Welle dem Äquator entlang und erinnern, daß

$$\cos^2 z = \frac{1}{2}(\cos 2z + 1) \dots \dots \dots (1)$$

ist, sehen wir, daß wir eben für einen festen Punkt des Äquators eine halbtägige Mondwelle durch einen Umlauf des Mondes bekommen haben. Wir können auch die Gleichung (1) von rechter Seite lesen und finden dann, daß eine halbtägige Variation zur Folge hat, daß die Wirkung der fluterzeugenden Kraft mit  $\cos^2 z$  variiert. Da die atmosphärische Ebbe und Flut [S. Chapman<sup>11)</sup>] und die Gezeitenwirkungen auf der Erdkruste [O. Hecker<sup>12)</sup>] durch eine halbtägige Mondwelle beherrscht sind, wird in der weiteren Untersuchung die Wirkung der fluterzeugenden Kraft auf diese Elemente als proportional mit  $\cos^2 z$  betrachtet.

Um die mittlere Amplitude der Gezeitenwirkung und deren Änderung mit der geographischen Breite zu untersuchen, berechnen wir für einen ganzen Umlauf der Mondknoten (18.6 Jahre) den mittleren Wert von  $\cos^2 z$ . Ist die geographische Breite  $\varphi$ , die Schiefe der Ekliptik  $\varepsilon$  und die Neigung der Mondbahn

gegen die Ekliptik  $\varkappa$ , so haben wir, indem wir hier Anfangswerte und Umlauf-richtungen vernachlässigen können,

$$z = \varphi + \varepsilon \sin \lambda + \varkappa \sin \nu,$$

wo  $\lambda$  in einem Jahre  $360^\circ$  und  $\nu$  in 18.6 Jahren  $360^\circ$  durchläuft. Der mittlere Wert von  $\cos^2 z$  ist

$$W_\varphi = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\nu \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \cos^2(\varphi + \varepsilon \sin \lambda + \varkappa \sin \nu) d\lambda.$$

Der mittlere Wert für den Äquator ist

$$W_0 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\nu \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \cos^2(\varepsilon \sin \lambda + \varkappa \sin \nu) d\lambda.$$

Wir bilden eine Funktion  $f(\varphi)$  dadurch bestimmt, daß  $f(\varphi) \cos^2 \varphi$  die Amplitude der Gezeitenwirkung geben soll, und so, daß  $f(\varphi) \cos^2 \varphi$  für den Äquator gleich 1 ist. Zur Bestimmung der Funktion haben wir

$$f(\varphi) \cos^2 \varphi = \frac{W_\varphi}{W_0}$$

oder

$$f(\varphi) = \frac{W_\varphi}{\cos^2 \varphi W_0}.$$

Die numerische Berechnung von  $f(\varphi)$  ist mit Annäherung ausgeführt, und durch graphische Interpolation ist folgende Tabelle über  $f(\varphi)$  aufgestellt.

Tabelle 1.

$\varphi$	$f(\varphi)$	$\varphi$	$f(\varphi)$
$0^\circ$	1.000	$40^\circ$	1.064
10	1.004	50	1.130
20	1.012	60	1.272
30	1.031		

Für einen Ort des durch  $S$  eingeschränkten Gebiets, welcher die geographische Breite  $\varphi$  hat, dürfen wir den Hypothesen zufolge erwarten, daß der Effekt der wirkenden Kräfte, die der halbtägigen Mondvariation zugehören, mit dem Produkt des Effekts der wirkenden Kräfte, die der sonnentägigen Variation zugehören, und  $f(\varphi) \cos^2 \varphi$  (der Variation der Gezeitenwirkung) proportional ist. Ist  $L$  die Amplitude der halbtägigen Mondwelle für die magnetische Deklination,  $S$  die ganze Änderung der Deklination von dem extremen Morgenwert bis zu dem extremen Nachmittagswert, hier annäherungsweise aus den Stundenmitteln gefunden, und  $H$  die Horizontalintensität, dann haben wir als erste Annäherung

$$LH = CSHf(\varphi) \cos^2 \varphi$$

oder

$$\frac{L}{Sf(\varphi) \cos^2 \varphi} = C (\text{Konstante}) \dots \dots \dots (2)$$

Die Horizontalintensität fällt also in der aufgestellten Formel weg.

Die Formel ist auf 16 Mondvariationen, die aus verschiedenen geographischen Breiten herrühren, verwendet, außerdem waren vier Mondvariationen zugänglich, zureichendes Material aber fehlte. Für Toronto sind zwei Angaben benutzt.

In Tabelle 2 ist das ganze Material aufgeführt: Der Name des Observatoriums, die geographische Breite  $\varphi$ , Zeitraum, für welchen  $L$  und  $S$  bestimmt sind,  $L$ ,  $S$ , und eine sukzessive Ausrechnung der Formel. Da die Gezeitenwirkung von der Länge der Mondknoten abhängig ist, ist eine mit Annäherung berechnete Korrektur verwendet. In der Rubrik  $C$  sind die aus der Formel abgeleiteten Werte angegeben. Wir nennen diese Werte  $C_r$ .

Wegen der verschiedenenartigen Herleitungen der Mondvariationen können wir alle Fehler der  $C_r$  als zufällige betrachten. Gibt die Formel (2) für alle idealen Fälle denselben konstanten Wert  $C$ , dann haben wir, daß das Mittel der  $C_r$  eine Bestimmung von  $C$  gibt, daß die Abweichungen der  $C_r$  von dem Mittel sich in derselben Weise wie zufällige Fehler verteilen, und daß

Tabelle 2.

Observatorium	$\varphi$	Zeitraum	$L$	$S$	$\frac{L}{S}$	$\frac{L}{S \cos^2 \varphi}$	$f(\varphi)$	$\frac{L}{S f(\varphi) \cos^2 \varphi}$	Knoten- korrektur Prom.	$C$
Pawlowsk <sup>3)</sup> 13)	59° 41' N	1897—1903	0.099	6.30	0.0157	0.0617	1.266	0.0487	+ 13	0.0493
Rude Skov <sup>14)</sup>	55 51	1908—1918	0.110	7.20	0.0153	0.0485	1.199	0.0404	+ 22	0.0395 *)
Potsdam <sup>7)</sup> 15)	52 23	1891.5—1905.5	0.140	7.62	0.0184	0.0493	1.152	0.0428	— 4	0.0426
Seddin <sup>16)</sup>	52 17	1917—1923	0.135	7.85	0.0172	0.0460	1.151	0.0400	+ 15	0.0406
Kew <sup>16)</sup> 17)	51 28	1858—1862	0.167	10.07	0.0166	0.0427	1.142	0.0374	+ 17	0.0368
Prag <sup>18)</sup> 19)	50 05	1840—1849	0.149	8.71	0.0171	0.0415	1.130	0.0368	+ 9	0.0371
Pola <sup>3)</sup> 20)	44 52	1897—1903	0.092	5.99	0.0154	0.0306	1.091	0.0280	7	0.0282
Toronto I <sup>21)</sup> 22)	43 40	1842.5—1848.5	0.215	8.93	0.0241	0.0460	1.084	0.0425	7	0.0428
Toronto II <sup>23)</sup>	43 40	1842.5—1848.5	0.320	8.93	0.0358	0.0685	1.084	0.0632	7	0.0636
Philadelphia <sup>24)</sup> 17)	39 58	1840—1845	0.207	7.92	0.0261	0.0445	1.064	0.0415	9	0.0411
Zi-ka-wei <sup>3)</sup> 25)	31 13	1897—1903	0.127	3.74	0.0340	0.0465	1.034	0.0449	+ 3	0.0450
Manila <sup>3)</sup> 26)	14 36	1897—1903	0.066	1.89	0.0349	0.0373	1.007	0.0370	0	0.0370
Batavia <sup>6)</sup> 27)	6° 11' S	1883/84—1898/99	0.168	4.17	0.0403	0.0408	1.002	0.0407	0	0.0407
Okt.—März										
St. Helena <sup>21)</sup> 22)	15 57	1842.7—1847.7	0.082	1.97	0.0416	0.0450	1.008	0.0447	0	0.0447
Melbourne <sup>8)</sup> 17)	37 49	1858—1863	0.235	9.78	0.0240	0.0385	1.055	0.0365	+ 7	0.0368
Hobarton <sup>28)</sup>	42 53	1841—1849	0.149	8.25	0.0181	0.0336	1.080	0.0311	— 6	0.0309
Mittel:										0.0410

\*) Nachdem das Manuskript zum Druck abgegeben war, ist ein durch eine Vertauschung hervorgebrachter Fehler gefunden. Der Wert  $C$  soll 0.0421 sein.

Stör. > 2,9 fortgel.

Stör. > 5,0 fortgel.

$S$  teilw. berechnet



die  $C_r$  mit  $\varphi$  nicht variieren. Die Verteilung der Abweichungen wird durch folgende Zahlen beleuchtet:

$C_r$ . . . . .	$< 0.0350$	$0.0350-0.0390$	$0.0390-0.0430$	$0.0430-0.0470$	$> 0.0470$
Anzahl . . . . .	2	4	6	2	2

Berechnen wir das Mittel der  $C_r$  für höchste, mittlere und niedrigste Breiten, so erhalten wir:

Fünf Observatorien	höchster	Breite . . . . .	Mittel von $C_r$
"	"	mittlerer	0.0418
"	"	niedrigster	0.0399
		"	0.0412

Wir sehen, daß die Verteilung der  $C_r$  dem Mittelwert 0.0410 gegenüber befriedigend ist, und daß die Werte  $C_r$  keine nachweisbare Abhängigkeit von  $\varphi$

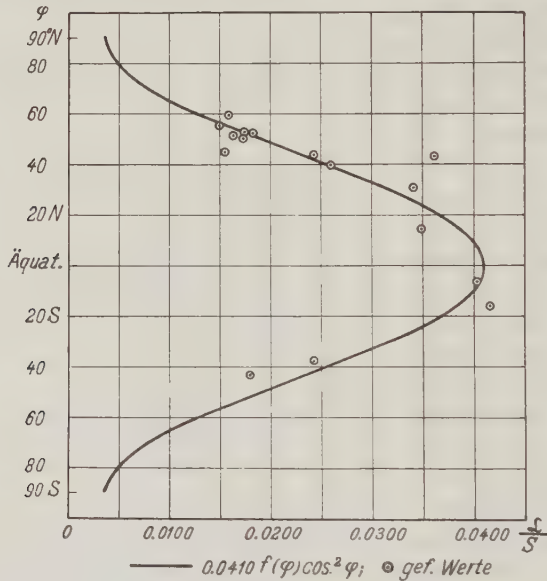


Fig. 1.

zeigen. Die Observatorien auf höchsten und niedrigsten Breiten geben die beste Bestimmung der Konstante (die  $C_r$  weichen von dem Mittel wenig ab), obwohl die  $C_r$  sich für mittlere Breiten am besten bestimmen lassen.

Wird die Formel (2) in folgender Weise geschrieben:

$$\frac{L}{S} = Cf(\varphi)\cos^2\varphi \quad . . . . . (3)$$

dann ist es möglich, ein Bild von den Abweichungen der Quotienten  $\frac{L}{S}$  von einer Kurve, die  $Cf(\varphi)\cos^2\varphi$  darstellt, zu geben.

Fig. 1 gibt eine graphische Darstellung, wo  $C = 0.0410$  gesetzt ist. Die Knotenkorrektur ist auf die Quotienten  $\frac{L}{S}$  verwendet. Wir sehen, wie zu erwarten war, daß die „gefundenen Werte“ eine gleichmäßige Verteilung im Verhältnis zu der Kurve zeigen, und daß sie keine einseitigen Abweichungen für gewisse Breiten haben.

Die zahlenmäßige Untersuchung hat die Gültigkeit der Formel (2) in keiner Hinsicht erschüttert. Alle Abweichungen können durch Unsicherheiten des Materials erklärt werden (vgl. Toronto I und II der Tabelle 2). Wir dürfen deshalb schließen, daß unsere Voraussetzungen, falls es nicht gezeigt wird, daß auch andere Voraussetzungen zu derselben Formel führen, die richtigen sind.

Ob die Gezeitenwirkung durch Änderungen in der Atmosphäre oder durch Änderungen der Leitfähigkeit oder der Suszeptibilität der Erdkruste wirkt, ist bis auf weiteres eine unbeantwortete Frage.

Wir sind durch die vorliegende Untersuchung zu dem Resultat gekommen, daß

1. eine Verbindung zwischen den mondtägigen und den sonnentägigen Variationen der magnetischen Deklination besteht, daß
2. die mondtägige Variation der magnetischen Deklination durch den Gravitationseinfluß des Mondes hervorgebracht ist [vgl. S. Chapman<sup>5)</sup>], und daß
3. durch die gefundene Verbindung zwischen den mondtägigen und den sonnentägigen Variationen der Deklination eine brauchbare Probe der Hypothesen der sonnentägigen Variation der Deklination zur Verfügung steht.

Es ist zu hoffen, daß Mondvariationen für noch mehrere magnetische Observatorien, vorzugsweise die auf höheren Breiten, abgeleitet werden. Dadurch wird die weitere Untersuchung gefördert werden, und dann würde es vielleicht auch möglich werden, über die auf höheren Breiten auftretenden großen Verschiedenheiten zwischen den Amplituden der magnetischen Deklination der ruhigen und denen der unruhigen Tage etwas zu sagen.

#### Literatur.

- 1) J. v. Lamont: Sitzungsber. d. K. Bayer. Akad. d. Wiss. II, S. 91. München 1864.
- 2) C. Chambers: Phil. Trans. of Roy. Soc. A., Vol. 178, p. 1—43. London.
- 3) S. Chapman: The Solar and Lunar Diurnal Variations of Terrestrial Magnetism. Ebenda, Vol. 218, p. 1—118. London 1919.
- 4) J. Egedal: The Lunar Diurnal Magnetic Variation and its Relation to the Solar Diurnal Variation. Terr. Magn., Vol. 31, p. 193—199, 1926.
- 5) S. Chapman: Phil. Trans. of Roy. Soc. A., Vol. 225, p. 49—91.

- 6) S. Figee: On the Influence of the Moon on the Magnetic Needle at Batavia. Observations, Roy. Magn. and Meteorol. Obs. at Batavia, Vol. 26, 1903. Appendix.
- 7) O. Venske: Die mondtägige Periodizität der horizontalen Komponenten der erdmagnetischen Kraft nach der Aufzeichnung des Potsdamer Magnetographen in den Jahren 1891—1905. Veröffentl. d. K. Preuß. Meteorol. Inst. Nr. 291, 1916.
- 8) W. v. Bemmelen: Die lunare Variation des Erdmagnetismus. Meteorol. Zeitschr., Mai 1912, S. 220.
- 9) A. T. Doodson: The Harmonic Development of the Tidegenerating Potential. Proc. of Roy. Soc. A., Vol. 100. London 1921.
- 10) H. Poincaré: Mécanique Céleste. Tome III. Théorie des Marées, p. 150.
- 11) S. Chapman: Quartl. Journal of Roy. Meteorol. Soc., Vol. 45, Nr. 190, April 1919.
- 12) O. Hecker: Beobachtungen an Horizontalpendeln. Preuß. Geodät. Inst. N. F. Nr. 32, 1907.
- 13) Annales de l'Observatoire Physique Central Nicolas. I. Partie. 1897—1903. St. Pétersbourg.
- 14) Annales Magnétiques 1908—1918. Publ. fra „Det danske Meteorol. Inst.“, Kjøbenhavn.
- 15) Ergebnisse der magnetischen Beobachtungen in Potsdam und Seddin 1917—1923. Veröffentl. d. K. Preuß. Meteorol. Inst.
- 16) E. Mascart: Traité de Magnétisme Terrestre, p. 270. Paris 1900.
- 17) A. Schmidt: Archiv des Erdmagnetismus. Heft II.
- 18) K. Kreil: Über den Einfluß des Mondes auf die magnetische Deklination. Denkschr. d. math.-naturw. Kl. d. K. Akad. d. Wiss., Bd. III. Wien 1852.
- 19) Derselbe: Magnetische und meteorologische Beobachtungen zu Prag 1840—1849.
- 20) Jahrbuch d. meteorol. erdmagn. u. seism. Beobacht. 1897—1903. Veröffentl. d. Hydrogr. Amtes, Pola.
- 21) E. Sabine: On the Influence of the Moon on the Magnetic Declination at Toronto, St. Helena and Hobarton. Phil. Trans. of Roy. Soc. London 1853.
- 22) A. Schmidt: Archiv des Erdmagnetismus. Heft I.
- 23) E. Sabine: On the Lunar-Diurnal Magnetic Variation at Toronto. Phil. Trans. of Roy. Soc. London 1856.
- 24) A. D. Bache: Investigation of the Influence of the Moon on the Magnetic Declination. Philadelphia 1840—1845. Smithsonian Contributions to Knowledge. Washington 1862.
- 25) Bulletin mensuel, Observatoire Magnétique et Météorol. de Zi-ka-wei (Chine) 1897—1903. Chang-Hai.
- 26) Annual Report 1902—1903. Manila Central Observatory.
- 27) Results of Magnetical Observations Batavia 1882—1899. Magn. and Meteorol. Obs., Vol. 22, Part. II. Batavia.
- 28) E. Sabine: On the Evidence of the existence of the Decennial Inequality in the Solar-diurnal Magnetic Variations, and its non-existence in the Lunar-diurnal Variation, of the Declination at Hobarton. Phil. Trans. of Roy. Soc. London 1857.

København, (Geofysisk Afdeling, Meteorologisk Institut, Januar 1927.

## Über die durchdringenden Erdstrahlungen.

Von L. N. Bogoiavlensky und Al. Al. Lomakin. — (Mit acht Abbildungen.)

**Zusammenfassung:** 1. Die Messungen der Absorptionskoeffizienten der Erdstrahlung mit Hilfe einer von 1 bis 8 cm dicken Bleischicht zeigten ihre zusammengesetzte Natur. 2. Der Absorptionskoeffizient der Erdstrahlung schwankte von 0.45 bis 0.06.

Im Sommer 1926 ist von uns der Absorptionskoeffizient der Erdstrahlung bestimmt worden. Die Versuche wurden im Kaukasus im Gebiet von Radiumlagerungen längs Erdspalten ausgeführt. Infolge ungleichmäßiger, durch die geologische Struktur verursachter Verteilung des Radiums erwiesen sich die Resultate der Messungen in sechs verschiedenen Punkten als bedeutend verschieden. Dieselben Messungen wurden auch in Leningrad, auf dem Territorium des Instituts der angewandten Geophysik, also in einer radiumarmen Gegend bei gleichmäßiger Radiumverteilung ausgeführt.

Zu den Versuchen diente ein portatives Elektrometer mit einer 3 mm dicken Messingkammer, von allen Seiten mit einem 10 mm starken Bleipanzern bedeckt. In der Mitte der Kammer befindet sich eine Elektrode mit goldenem Blatt. Die ungenügende Isolation ist nach Wilsons Methode, mit Hilfe einer Batterie von Normalelementen von 200 Volt, die mit dem Apparat eine Einheit bilden, beseitigt. Das Luftvolumen in der Kammer beträgt 1650 cm. Bei der Volttempfindlichkeit von 0.65 Volt pro eine Skalenteilung beträgt die elektrostatische Kapazität des Systems 0.725 cm. Der Apparat konnte von oben mit vier eindringenden Bleipanzern von 2 cm Dicke, von unten mit vier ebenso starken Bleifiltern bedeckt werden. Im ganzen konnte der Apparat von einer 8 cm dicken Bleischicht umkreist werden, wobei die ganze Apparatur ungefähr 500 kg wog (umstehende Fig. 1).

Die Messungen wurden folgendermaßen ausgeführt: Am vorangehenden Tage wurde das Elektrometer von allen Seiten mit der 8 cm dicken Bleischicht umgeben. Während der Nacht wurde die Temperatur des Apparats und des Bleis ausgeglichen. Am Morgen wurden die Messungen in folgender Reihenfolge ausgeführt: Anfangs wurden die Filter beseitigt, sodann die Panzer (I. Beobachtungsserie). Nach Beendigung der Arbeiten wurde der Apparat wieder mit dem Blei bedeckt. Am nächsten Tage wurden die Messungen in entgegengesetzter Reihenfolge ausgeführt, d. h. es wurden erst die Panzer beseitigt, die Filter aber an zweiter Stelle gestellt (II. Beobachtungsserie). Die beiden Beobachtungsserien kontrollierten sich in dieser Weise beiderseitig, da die Resultate der einen Serie von den Resultaten der anderen um eine Konstante voneinander verschieden sein müssen. Diese Art von Kontrolle verringerte den subjektiven Einfluß des Beobachters, welcher bei der Wieder-



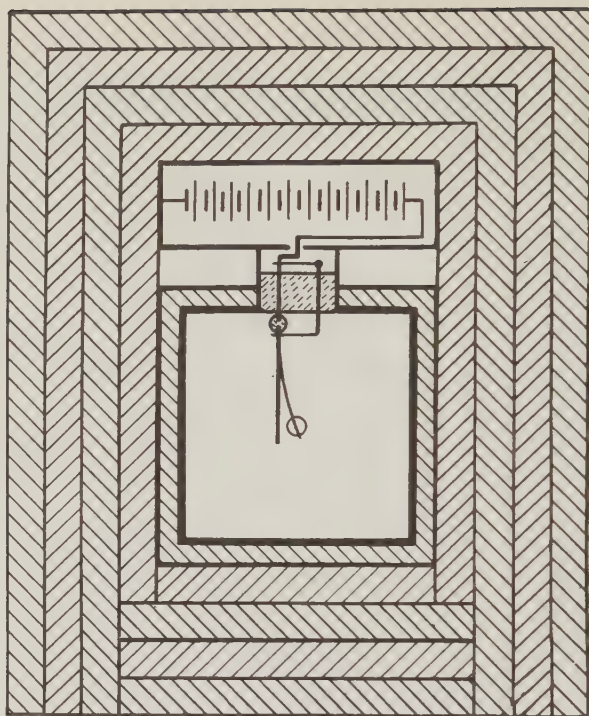


Fig. 1.

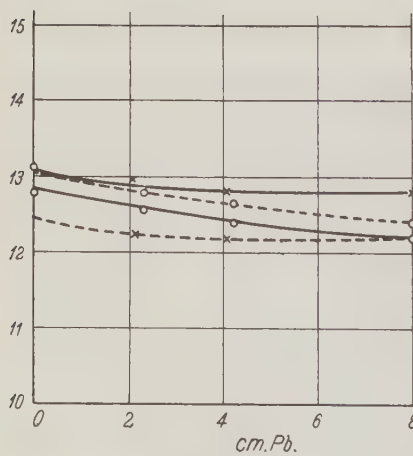


Fig. 2.

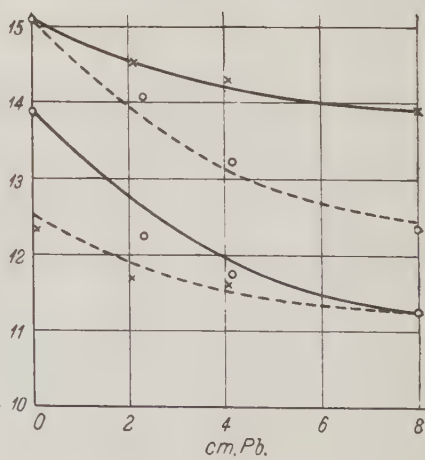


Fig. 3.

holung derselben Ziffern zum zweiten Male fühlbar werden könnte. Um die Messungsgenauigkeit zu bestimmen, führen wir die wahrscheinlichen Abweichungen der experimentell erhaltenen Größen von Kurven an, welche auf Grund der zwei Beobachtungsreihen, deren Ordinaten bei den Rechnungen dienten, konstruiert werden.

	Punktnummer	1	2	3	4	5	6
$\sigma$	Ionenpaar cm <sup>3</sup> /sec	0.025	0.13	0.1	0.028	0.024	0.00

Bei Unterbringung der Filter unter den Apparat, erwies sich aus Konstruktionsrücksichten als notwendig, die fehlenden Bleifilter durch Holzfilter zu ersetzen.

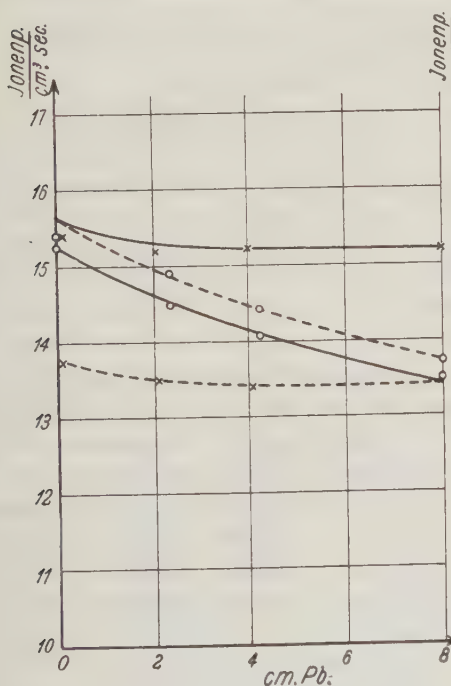


Fig. 4.

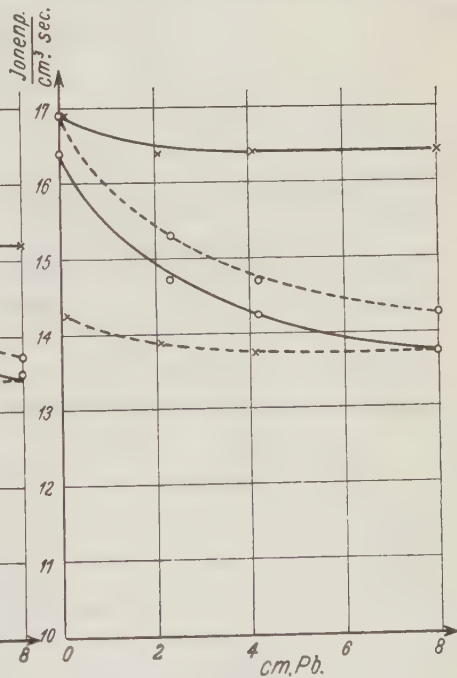


Fig. 5.

Deshalb wurde bei den unten folgenden Berechnungen der Absorptionskoeffizienten die Dicke des Holzes, welche zu der äquivalenten Bleidicke reduziert wurde, in Betracht genommen. Die Resultate der Versuche sind auf 6 Diagrammen (Fig. 2 bis 7) zusammengestellt (I. Beobachtungsreihe gestrichelt). Diese Resultate sind in der Zahl pro Kubikzentimeter und Sekunde gebildeten Ionenpaare ausgedrückt.

Es muß noch bemerkt werden, daß in den meisten Beobachtungspunkten die Versuche zweimal nach mehrtägiger Pause wiederholt wurden; vom ersten Beobachtungspunkt wurde der Apparat auf den zweiten und dritten Punkt über-

führt, wobei man sodann zum ersten zurückkehrte. Aus dem Vergleich der Resultate kann man über die Unveränderlichkeit der Apparate urteilen.

Punkt- nummer	$q_{\max}$	$q_{\min}$	$q_{\max} - q_{\min}$	Punkt- nummer	$q_{\max}$	$q_{\min}$	$q_{\max} - q_{\min}$
1	13.10	12.19	0.91	4	16.90	13.73	3.17
2	15.10	11.23	3.87	5	11.23	10.17	1.06
3	15.40	13.49	1.91	6	12.32	11.75	1.07

Wenn wir mit  $q_{\max}$  die Ionenpaare bei geöffnetem Apparat und mit  $q_{\min}$  bei von 8 cm dicken Bleipanzer bedecktem Apparat bezeichnen, so gibt die obige Tabelle das Gesamtbild der erhaltenen Resultate.

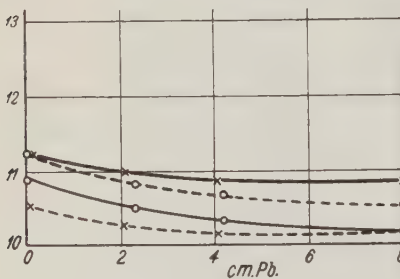


Fig. 6.

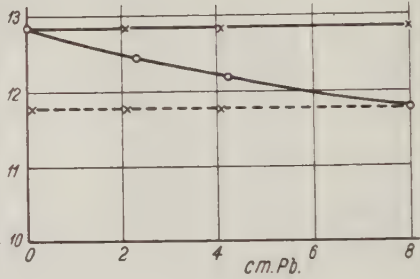


Fig. 7.

Aus den konstruierten Kurven ist zu ersehen, daß in allen Fällen die Ordinaten der I. und II. Serie, wie bei Gebrauch der Filter, so auch der Panzer, auf eine Konstante voneinander verschieden sind. Die Absorptionskurven der Panzer haben fast überall die Tendenz, hinter der Bleidicke von 4 cm der Abszissenachse parallel zu sein, d. h. die seitlichen und von oben gerichteten Strahlen sind verhältnismäßig weich. Eine Ausnahme stellt nur Punkt 2 vor, wo sogar bei 8 cm Blei keine vollständige Absorption beobachtet wurde, und Punkt 6, wo überhaupt keine Absorption bemerkbar war. Was aber die Absorptionskurven der Filter anbetrifft, so verändern sie zusehends ihren Charakter im Zusammenhang mit der Gegend, wo die Messungen ausgeführt wurden.

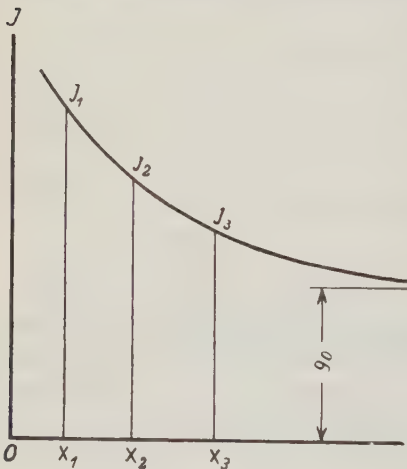


Fig. 8.

Auf Grund der Ordinaten unserer Kurven ist es möglich, die Absorptionskoeffizienten des Bleies zu berechnen.

Berechnung der Absorptionskoeffizienten. Nehmen wir an, daß uns drei Punkte der Exponentialkurve, deren Asymptote die Gerade  $J_0 = q_0$  ist (Fig. 8), bekannt sind. Diese Größe  $q_0$  wird die eigentliche Ionisation des Apparats im Falle der homogenen Strahlung bedeuten. Wir erhalten das System der Gleichungen:

$$\left. \begin{aligned} J_1 - q_0 &= (J_0 - q_0)e^{-\mu x_1} \\ J_2 - q_0 &= (J_0 - q_0)e^{-\mu x_2} \\ J_3 - q_0 &= (J_0 - q_0)e^{-\mu x_3} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (1)$$

Bei Ausschließung von  $q_0$  und  $J_0$  erhalten wir:

$$\frac{J_1 - J_3}{J_2 - J_3} = \frac{e^{\mu(x_3 - x_1)} - 1}{e^{\mu(x_3 - x_2)} - 1} \dots \dots \dots (2)$$

In der letzten Gleichung sind die Differenzen bekannt; es bleibt nur die unbekannte  $\mu$  zu bestimmen.

Diese Art der Berechnung von  $\mu$  hängt nur vom Charakter der Kurve ab, ist aber von  $q_0$ , der eigentlichen natürlichen Ionisation des Apparats, unabhängig.

Die experimentelle Bestimmung der letzteren Größe ist aber höchst schwierig; ihre Konstanz ist nicht zu verbürgen.

Da wir für jede der von uns berechneten Kurven vier Punkte besitzen, so können wir mit Hilfe von (2) die Größe von  $\mu$  in drei Strecken der Kurve, welche der Bleidecke von 0, 2.3, 4.2 cm ( $\mu_1$ ); 2.3, 4.2, 8.0 cm ( $\mu_2$ ); 0, 4.2, 8.0 cm ( $\mu$ ) entspricht, bestimmen.

Unten führen wir die so berechneten Größen für  $\mu$  an:

Punkt- nummer	Für Panzer (seitliche und obere Strahlungen)			Für Filter (untere Strahlungen)		
	$\mu'_1$	$\mu'_2$	$\mu'$	$\mu_1$	$\mu_2$	$\mu$
1	0.6	—	—	0.25	0.08	0.13
2	0.33	0.18	0.23	0.23	0.25	0.24
3	0.5	—	—	0.14	0.07	0.085
4	0.6	—	—	0.45	0.27	0.33
5	0.47	—	—	0.365	0.31	0.32
6	—	—	—	0.08	0.06	0.075

Aus dieser Tabelle ist zu ersehen, daß die Absorptionskoeffizienten der seitlichen und oberen Strahlungen dem Werte 0.5 sich nähern\*). Wir glauben, daß diese Strahlungen durch das Relief der Gegend verursacht sind, was durch die Beobachtungen am flachgelegenen Punkt 6 sich bestätigt, wo keine Absorption bemerkbar war. Was die kosmische Strahlung anbetrifft, so ist sie bei den hier verwandten Größen der Bleidicke außer den Grenzen der Empfindlichkeit des Apparats\*\*).

\*) Es muß bemerkt werden, daß die, besonders für die Panzer, berechneten Absorptionskoeffizienten nur bedingten Wert besitzen, da die obere Formel für einen normalen zur Absorptionsfläche Strahlenbündel gelten.

\*\*) Hoffmann: Ann. d. Phys. 16 (1926).



Ganz andere Resultate sind für die von unten gerichteten Strahlungen, die beim Gebrauch der flachen Filter entdeckt wurden, erhalten. Hier erwies sich augenscheinlich die Wirkung von Strahlungen viel größerer Durchdringbarkeit, als die  $\gamma$ -Strahlen des Radiums C, da die Werte von  $\mu$  für Blei von 0.45 bis 0.06 schwanken. Diese Strahlungen sind ungleichartig, da bei Vergrößerung der Bleidicke  $\mu$  kleiner wird.

Mit Hilfe der Gleichungen (1) ist es möglich, den Wert von  $q_0$  zu bestimmen, wenn man  $\mu_2$  für den Absorptionskoeffizient annimmt. Die Schwankungen der Größe von  $q_0$  werden die Menge durchdringbarer im Vergleich mit  $\mu_2$ -Strahlung, an verschiedenen Orten verschieden, charakterisieren.

Führen wir die Werte von  $q_0$  für verschiedene Punkte an:

	Punktnummer	1	2	3	4	5	6
$q_0$	Ionenpaar cm <sup>3</sup> /sec	11.1	10.47	11.1	13.5	10.1	10.45

Wenn man von den Absorptionskoeffizienten  $\mu$  zu den Wellenlängen  $\lambda$  übergeht, so ist zu bemerken, daß dem extremen Werte von  $\mu = 0.06$  der Wert  $\lambda = 0.00165$  Å.-E. entspricht, also zwölfmal kürzere Strahlen als die  $\gamma$ -Strahlen des Radiums C ( $\lambda = 0.02$  Å.-E.); diese Strahlen nähern sich der kosmischen Strahlung ( $\lambda = 0.00067$  Å.-E.).

Die Resultate der Messungen mit derselben Apparatur im Institut der angewandten Geophysik in Leningrad geben für  $q_{\max} = 7.9$  und für  $q_{\min} = 7.3$ , wobei keine Absorption durch die Panzer bemerkt wurde. Die Absorptionskoeffizienten durch die Filter erwiesen sich als  $\mu_1 = 0.24$ ;  $\mu_2 = 0.12$  und  $\mu = 0.15$ , d. h. es wurden viel härtere Strahlungen als die  $\gamma$ -Strahlen des Radiums C beobachtet.

Es wäre natürlich, die oben beschriebenen Erdstrahlungen dem in der Erdkruste zerstreuten Radium zuzuschreiben. Wenn wir dem Radium Strahlungen mit kürzerer Wellenlänge zuschreiben, so nehmen wir an, daß es uns geglückt ist, härtere Strahlen zu entdecken, da auf den Apparat bedeutende Massen schwach radioaktiver Substanz wirkten. Wie bekannt, wächst bei diesen Bedingungen die relative Anzahl harter Strahlung bedeutend (ungefähr im umgekehrten Verhältnis zu  $\mu$ ). Schon früher haben Ahmad und Hoffmann\*) prinzipiell das Problem der Existenz sehr harter Radiumstrahlung berührt.

Die Arbeiten wurden vom Institut der angewandten Geophysik bei Beteiligung der Hauptkammer für Maße und Gewichte, denen wir unseren aufrichtigen Dank für ihre Aufmerksamkeit aussprechen, unterstützt.

\*) Ahmad: Proc. Roy. Soc. Nr. 749 A, Sept. 1 (1925); Hoffmann: Ann. d. Phys. 16 (1926).

## Ergebnisse der Messungen des Potentialgefälles auf der „Maud“-Expedition.

Von H. U. Sverdrup. — (Mit fünf Abbildungen.)

Die wesentlichen Ergebnisse der auf der „Maud“-Expedition in den Jahren 1922 bis 1925 in Zusammenarbeit mit dem „Department of Terrestrial Magnetism“ ausgeführten luftelektrischen Beobachtungen werden besprochen und können in der folgenden Weise zusammengefaßt werden: 1. Das luftelektrische Potentialgefälle ist über dem Ostsibirischen Randmeer in den Monaten Oktober bis April bemerkenswert frei von lokalen Einflüssen; der tägliche Gang ist gleichförmig über großen Gebieten. 2. Der beobachtete tägliche Gang bestätigt, daß dieser der absoluten Zeit folgt, d. h. daß die Extremwerte überall auf der Erde zu derselben Zeit erreicht werden.

An Hand der Beobachtungen über den Weltmeeren, die an Bord der „Carnegie“ ausgeführt waren, konnte J. S. Mauchly\*) im Jahre 1921 nachweisen, daß der tägliche Gang des luftelektrischen Potentialgefälles denselben Charakter über allen Meeren hat und daß die Extremwerte zu derselben absoluten Zeit (Greenwichzeit) eintreffen. Wenn Beobachtungen von Landstationen herangezogen wurden, ergab sich, daß der tägliche Gang in hohen Nord- und Südbreiten demselben Gesetz gehorcht, und daß dieses auch für den im Winter charakteristischen Gang an den Stationen der mittleren Breiten gilt.

Unabhängig von Mauchly spricht Karl Hoffmann\*\*) als das Ergebnis einer Zusammenstellung der luftelektrischen Messungen in Ebeltoftshafen, Spitzbergen, mit anderen in der Arktis den Satz aus: „Tägliche Extremwerte des Potentialgefälles treten in der Arktis und der Antarktis — in den uns bis jetzt bekannten Meßreihen — zur gleichen absoluten Zeit auf.“

Die Erscheinung, auf welche Mauchly und Hoffmann aufmerksam machen, verdient die größte Beachtung; eine umfangreiche Bestätigung durch neue Beobachtungen ist aber erwünscht. Das „Department of Terrestrial Magnetism of the Carnegie Institution of Washington“ wird ohne Zweifel ein reichhaltiges Material von den Meeren einsammeln, wenn die „Carnegie“ eine neue Weltreise antritt, und durch das Zusammenarbeiten dieser Institution mit Roald Amundsens „Maud“-Expedition ist neulich eine große Anzahl Beobachtungen des Potentialgefälles innerhalb eines der unzugänglichsten Gebiete

\*) J. S. Mauchly: Note on the diurnal variation of the atmospheric electric potential gradient, Phys. Rev. n. s. Vol. 18, 1921, p. 161—162, also Recent results derived from the diurnal-variation observations of the atmospheric-electric potential-gradient on board the „Carnegie“, Bull. National Research Council No. 17 (1922), p. 73—77, and on the diurnal variation of the potential gradient of the atmospheric electricity. Terr. Mag. Vol. 28 (1923), p. 61—81 and Bull. National Research Council No. 41 (1924), p. 132—135.

\*\*) Karl Hoffmann: Bericht über die in Ebeltoftshafen auf Spitzbergen (11° 36' 15" E 79° 9' 14" N) in den Jahren 1913 bis 1914 durchgeführten luftelektrischen Messungen. Beitr. z. Phys. d. fr. Atm. 11, p. 1—19 (1924).

der Arktis ausgeführt worden. Die Beobachtungen der „Maud“-Expedition erstrecken sich über drei Perioden in den Wintern 1922/23, 1923/24 und 1924/25 und wurden in dem Gebiet zwischen 70 und 75° NBr. und 158 und 175° E v. Gr. ausgeführt, das von W. Wiese das Ostsibirische Meer genannt worden ist. Die früheren Beobachtungen des Potentialgefälles in hohen nördlichen Breiten rühren alle von Stationen her, die sich in ungefähr derselben geographischen Länge befinden, und zwar nicht weit von dem Nullmeridian (Greenwich). Im Anschluß an das oben zitierte Ergebnis sagt Hoffmann deswegen: „Eine wichtige Nachprüfung dieses Satzes könnte durch eine mindestens einjährige Registrierung des Potentialgefälles in der Arktis etwa auf dem 180. Längengrad (vielleicht eignet sich Wrangelland) erbracht werden.“ Die Ergebnisse der „Maud“-Expedition, die hier kurz wiedergegeben werden sollen, liefern eine Bestätigung der von Mauchly und Hoffmann gefundenen Sätze und zeigen zugleich, daß der tägliche Gang des Potentialgefälles in den von der „Maud“-Expedition besuchten Gebieten ganz außerordentlich regelmäßig ist.

Die „Maud“-Expedition verließ Norwegen im Juli 1918 und folgte der sibirischen Küste nach Osten. Kapitän Roald Amundsen hatte die Absicht, nach der Ostseite der Neusibirischen Inseln vorzudringen, um von dort aus das Schiff, die „Maud“, mit dem Eise über das Polarmeer treiben zu lassen. Der ungünstigen Eisverhältnisse wegen mußte aber die Expedition drei Jahre an der sibirischen Küste verbringen und mußte im Sommer 1921 nach Seattle reisen, um die Propellerachse des Schiffes zu reparieren, um neue Ausrüstung zu beschaffen und um zum Teil neue Mitglieder zu werben. Während der Jahre 1918 bis 1921 wurden keine luftelektrischen Beobachtungen ausgeführt, denn die während des Krieges angeschafften Instrumente zeigten sich für die klimatischen Verhältnisse ungeeignet.

Die „Maud“ lag im Winter 1921/22 in Seattle, ich wurde aber nach dem Department of Terrestrial Magnetism in Washington gerufen. Diese Institution hatte 1918 der Expedition Instrumente für erdmagnetische Messungen zur Verfügung gestellt, die wieder mit den Standardinstrumenten verglichen wurden. Die von 1918 bis 1921 ausgeführten Beobachtungen wurden bearbeitet und im Auszug veröffentlicht. Gleichzeitig erhielt die Expedition leihweise neben den früher verwendeten erdmagnetischen Instrumenten auch neue Instrumente zur Messung des luftelektrischen Potentialgefälles, und zwar ein Wulfbifilar-Elektrometer, vier Ioniumkollektoren, Isolatorposten und Hilfsbatterien.

Am 3. Juni 1922 segelte die „Maud“ wieder von Seattle, um zur alten Aufgabe zurückzukehren. An der Küste von Alaska verließ Roald Amundsen selbst die Expedition, um das unbekannte Gebiet der Arktis im Flugzeug zu überqueren, und die „Maud“ suchte unter Kommando von Oscar Wisting gegen das Treibeis vorzudringen. Am 8. Aug. 1922 wurde das Schiff vom Eise eingeschlossen und fing die jahrelange Trift an. Es gelang aber nicht, über das Polarmeer zu treiben. Nach zwei Jahren befanden wir uns nördlich der Neusibirischen Inseln, hatten aber dann die Order erhalten, daß wir, wenn möglich,

wieder durch die Beringstraße zurückkehren sollten. Wir kamen glücklich aus dem Treibeis hinaus und legten die Strecke der sibirischen Küste entlang bis zu den Bäreninseln zurück; hier stießen wir aber auf undurchdringliches Eis und mußten den Winter 1924/25 in der Nähe der kleinen Viersäulen-Insel verbringen.

Im Winter 1922/23 wurde das Potentialgefälle täglich während 20 Minuten um etwa 22<sup>h</sup>, Greenwichzeit, beobachtet, und ferner wurde eine Reihe von 24 stündlichen Beobachtungen angestellt, um den täglichen Gang zu untersuchen. Leider gelang es uns nicht, die Messungen auch im Sommer fortzusetzen, denn



Fig. 1. Karte des Ostsibirischen Meeres mit Angabe der Trift der „Maud“ 1922 bis 1924 und des Winterquartiers 1924/25. Die Strecken und die Stationen mit Beobachtungen des Potentialgefälles sind hervorgehoben.

der für das Treibeis charakteristische Nebel und die große Feuchtigkeit dieser Jahreszeit führten zu Isolationsschwierigkeiten, die wir mit unseren Hilfsmitteln nicht überwinden konnten. Die 24 stündlichen Beobachtungen im Winter hatten aber sehr interessante Ergebnisse geliefert, die wir in umfangreicher Weise bestätigt finden möchten. Nach meiner Angabe verfertigte deswegen unser Flieger, Leutnant Dahl, ein registrierendes Elektrometer, im wesentlichen nach dem Prinzip des Benndorfschen Instruments, und mit Hilfe desselben konnten wir in den zwei Wintern 1923/24 und 1924/25 das Potentialgefälle dauernd aufzeichnen; im Sommer versagte aber auch dieses Elektrometer der großen Feuchtigkeit wegen.

Nach der Rückkehr der Expedition war ich von März bis Oktober 1926 an dem Department of Terrestrial Magnetism in Washington angestellt, um die



magnetischen, lufterlektrischen und Nordlicht-Beobachtungen der Jahre 1922 bis 1925 zu bearbeiten. Die Ergebnisse der Expedition auf diesen Gebieten werden in Kürze im nächsten Bande der „Researches of the Department of Terrestrial Magnetism“ erscheinen, hier sollen nur die Ergebnisse der Messungen und Registrierungen des Potentialgefälles besprochen werden, weil diese wahrscheinlich das größte allgemeine Interesse haben.

In der Karte der Fig. 1 ist die Route der „Maud“ eingezeichnet und die Strecken während der Trift und das Winterquartier angegeben, von denen Beobachtungen des Potentialgefälles vorliegen. Es sei hier wieder bemerkt, daß im Winter 1922/23 regelmäßig nur einmal täglich beobachtet wurde, und daß der tägliche Gang nur gelegentlich festgestellt wurde, während von den Wintern 1923/24 und 1924/25 Registrierungen vorliegen. Der Reduktionsfaktor auf die Ebene wurde in jedem Winter sorgfältig bestimmt.

Einfluß der meteorologischen Verhältnisse. Das Potentialgefälle zeigte in Übereinstimmung mit Hoffmanns Erfahrung aus Spitzbergen eine

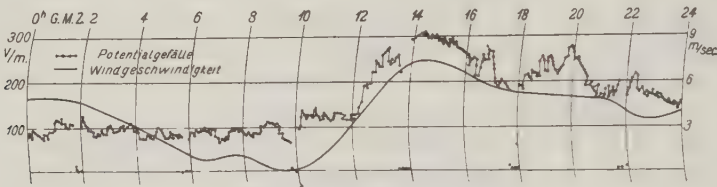


Fig. 2. Registrierung des Potentialgefälles und der Windgeschwindigkeit am 13. Febr. 1924 (G. M. Z.).

bemerkenswerte Unabhängigkeit von den meteorologischen Verhältnissen. Nur einmal wurde ein negatives Gefälle beobachtet, und zwar während Schneefalls, kurz nachdem das Gefälle bei starkem Winde und Schneetreiben einen hohen positiven Wert gezeigt hatte. Sonst blieb das Gefälle positiv und von einem normalen Wert auch während der Schneefälle, war aber dann raschen, kurzdauernden Schwankungen unterworfen. Zwischen Lufttemperatur und Gefälle oder Luftfeuchtigkeit und Gefälle konnten keine Beziehungen nachgewiesen werden. Im Mittel war das Gefälle etwas niedriger bei klarem als bei bewölktem Himmel, der Unterschied war aber so gering, daß von einer engen Beziehung keine Rede war. Auch bei Nebel blieb das Gefälle häufig normal, zuweilen kamen aber bei Nebel außerordentlich hohe positive Werte des Gefälles vor. Häufige und große Störungen traten nur auf, wenn die Windgeschwindigkeit hinreichend groß war, um Schneetreiben zu veranlassen. Sobald Schneetreiben anfang, stieg das positive Gefälle stark an und erreichte häufig Werte, die außerhalb der Meßbereiche der Instrumente lagen. In Fig. 2 ist eine Registrierung des Gefälles vom 13. Febr. 1924 wiedergegeben, und in dieser Figur ist auch eine Kurve der Windgeschwindigkeit nach den registrierten stündlichen Mittelwerten eingezeichnet worden. Die plötzliche Zunahme des Gefälles nach

12<sup>h</sup> Greenwichzeit, die gleichzeitig mit der Windzunahme eintritt, ist äußerst charakteristisch.

Die gleichzeitig mit dem Schneetreiben auftretenden großen positiven Werte des Gefälles sind von allen arktischen und antarktischen Stationen bekannt und müssen auf die Wirkung der von den feinsten Schneepartikeln getragenen Raumladungen zurückgeführt werden. G. C. Simpson\*) hat eine Erklärung der Erscheinung gegeben, die nach der Ansicht des Verfassers richtig ist und in der vollständigen Veröffentlichung diskutiert wird.

Verwendete Werte. Aus diesen Bemerkungen geht hervor, daß in dem von uns besuchten Gebiet der Arktis Schneetreiben und zuweilen Nebel die einzigen meteorologischen Faktoren waren, welche Störungen des Potentialgefälles brachten. Es war deswegen sehr leicht, die „meteorologisch gestörten“ Werte des Gefälles auszuschneiden. Die Registrierungen des Gefälles wurden mit den Windregistrierungen verglichen, und wenn eine Windzunahme von einer Zunahme des Gefälles begleitet war, wurde das letzte als gestört angesehen und weggelassen. Dann wurden die Gefälleregistrierungen mit den Aufzeichnungen über das Vorkommen von Nebel verglichen, und wenn große Werte des Gefälles gleichzeitig mit Nebel vorgefunden wurden, wurden auch diese Werte weggelassen. Es zeigte sich, daß nach dieser Auslese in den zwei Wintern mit Registrierungen so viele vollständige Tage übrigblieben, daß die weitere Bearbeitung an Hand der vollständigen Tage durchgeführt werden konnte. Die Monats- und Stundenmittel der folgenden Tabellen rühren deswegen für die Winter 1923/24 und 1924/25 von Tagen her, an denen Beobachtungen von sämtlichen 24 Stunden vorliegen. Von dem Winter 1922/23 finden sich nur 13 Tage, an denen 24 Stunden hindurch beobachtet wurde, und zwar in den Monaten Oktober, Dezember, März und April nur je ein Tag. Diese Werte allein können natürlich nicht zur Bestimmung von Monatsmitteln verwendet werden, hierzu mußten die täglichen Beobachtungen herangezogen werden. Aus diesen konnte für jeden Monat ein zuverlässiger Wert für 22<sup>h</sup> berechnet werden, der wieder mit Hilfe des aus den 13 Serien abgeleiteten täglichen Ganges zum Tagesmittel reduziert werden konnte.

Tabelle 1. Monatsmittel des Potentialgefälles,  
abgeleitet aus meteorologisch ungestörten Werten (Volt/m).

Periode	Breite N	Länge E	Okt.	Nov.	Dez.	Jan.	Febr.	März	April	Mai	Mittel
1922—1923	73.7 <sup>0</sup>	172 <sup>0</sup>	<b>94</b>	104	102	112	100	122	123	107	108
1923—1924	75.2	159	114	<b>96</b>	119	108	108	113	132	—	113
1924—1925	70.7	162.4	—	80	96	<b>78</b>	94	104	105	—	93

Monatsmittel des Potentialgefälles. Tabelle 1 enthält die in der oben beschriebenen Weise abgeleiteten Monatsmittel des Gefälles und auch die mittleren geographischen Koordinaten der Gebiete, von denen die Beobachtungen

\*) British Antarctic Expedition 1910—1913. Meteorolog. Vol. I, p. 311.

stammen. Während des letzten Winters hat sich der Ort nicht geändert, aus der Karte in Fig. 1 sieht man aber, daß die Ortsänderungen während der Trift recht bedeutend waren. Die Monatsmittel sind für den Winter 1922/23 von etwa 20 Einzelwerten in jedem Monat abgeleitet worden, im Winter 1923/24 von 11 bis 15 und im Winter 1924/25 von 8 bis 11 vollständigen Tagen in jedem Monat.

Aus Tabelle 1 ist Tabelle 2 berechnet worden, in der die monatlichen Mittelwerte in Prozenten des für jeden Winter charakteristischen Mittelwertes

Tabelle 2. Monatsmittel des Potentialgefälles  
in Prozenten der Mittelwerte der Perioden.

Periode	Okt.	Nov.	Dez.	Januar	Februar	März	April	Mai
1922—1923	87	96	94	104	93	113	114	99
1923—1924	101	85	106	96	96	100	117	—
1924—1925	—	86	103	84	101	112	113	—
Mittel . . .	94	89	101	95	97	108	115	99

ausgedrückt sind, und wo auch Mittel für alle drei Perioden berechnet sind. Es ist sehr zu bedauern, daß keine der Meßreihen ein volles Jahr umfaßt, denn aus diesen kurzen Serien kann man keinen Schluß auf den jährlichen Gang des Gefälles ziehen. Die Beobachtungen deuten aber nicht auf ein Maximum im Dezember oder Januar, welches in vielen anderen Reihen nachgewiesen worden ist\*); der größte Wert findet sich in allen Perioden im April und der kleinste Wert im Mittel im November. Es mag hier bemerkt werden, daß Hoffmann an den Stationen Ebeltofthafen und Kap Thordsen, Spitzbergen, und Karasjok auf ein Maximum des Gefälles im Frühjahr aufmerksam macht; er schreibt es aber dem Einfluß des Schneetreibens zu. Der Einfluß des Schneetreibens ist in unserem Falle eliminiert, und an Hand der vollständigen Beobachtungen kann man sich leicht davon überzeugen, daß das Aprilmaximum auch hervortritt, wenn man nur windstille Tage auswählt. Die Realität der großen Werte des Gefälles im April kann kaum bezweifelt werden, Beobachtungen über das ganze Jahr sind aber zur Bestimmung des jährlichen Ganges nötig.

Der tägliche Gang des Potentialgefälles. Tabelle 3 enthält für jede Stunde (Greenwichzeit) die mittlere Abweichung vom Mittelwert für die drei Perioden und für die zwei letzten Winter auch für die Vierteljahre November—Dezember—Januar und Februar—März—April. Die Abweichungen sind aus Stundenmitteln, 0.5 bis 1.5<sup>h</sup>, 1.5 bis 2.0<sup>h</sup> usw., berechnet. Diese Werte sind in der Fig. 3 graphisch dargestellt worden. Aus der Tabelle und noch besser aus der Figur ersieht man, daß der tägliche Gang in den drei Wintern geradezu verblüffend übereinstimmt. Besonders gilt dies für den täglichen Gang der zwei letzten Winter, von denen Registrierungen und infolgedessen eine große

\*) Vgl. L. A. Bauer: Sunspots and annual variation of atmospheric electricity. Res. Dep. Terr. Mag. Vol. V, p. 359—384.

Anzahl von Werten vorliegen. Man findet jede Einzelheit der einen Kurve in der anderen wieder. Die Aufspaltung der Werte von diesen zwei Wintern in

Tabelle 3. Täglicher Gang des Potentialgefälles.

Stations- Code	An- zahl Tage	Mittel in Volt/m	Abweichung vom Mittel in Volt/m. (G. M. Z.)											
			1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
			18	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
2-1923			-11.6	-16.9	-17.1	-19.8	-15.5	-21.6	-19.7	-18.7	-16.7	-15.0	-11.0	-2.3
-April	13	108.1	+ 6.9	+15.0	+20.8	+26.3	+27.8	+22.0	+25.4	+26.1	+15.7	+ 6.2	+ 1.2	-6.9
3-1924			-11.8	-15.4	-16.7	-17.2	-16.7	-14.8	-13.6	-12.5	-13.0	-11.7	- 8.6	-1.9
-April	91	113.6	+ 7.0	+13.8	+17.3	+19.4	+20.4	+21.9	+21.9	+19.9	+12.7	+ 4.6	- 0.7	-5.2
4-1925			- 9.8	-14.1	-15.1	-15.1	-14.0	-14.2	-12.3	-12.3	-12.5	-10.9	- 7.1	-0.1
-April	61	92.3	+ 5.3	+10.8	+12.8	+17.3	+19.8	+21.3	+20.7	+19.5	+14.6	+ 4.6	- 3.4	-6.5
5-1924			-14.4	-18.0	-20.0	-20.4	-19.9	-15.2	-12.8	-12.2	-12.6	-12.4	- 9.6	-1.1
6-Jan.	40	108.4	+ 8.3	+12.1	+16.8	+19.0	+22.6	+24.2	+24.9	+22.8	+15.6	+ 8.0	- 0.2	-5.3
4-1925			- 8.0	-10.9	-13.0	-12.4	-10.8	-10.8	- 9.4	- 9.8	-12.2	-10.9	- 6.4	-1.5
7-Jan.	31	84.1	+ 2.3	+ 7.7	+10.4	+16.5	+20.4	+21.4	+19.3	+18.5	+12.5	+ 2.4	- 5.4	-8.9
8-1924			- 9.9	-15.2	-15.3	-15.2	-15.1	-15.8	-14.9	-12.3	-13.1	-10.4	- 6.3	-1.1
9-Apr.	40	118.7	+ 6.8	+14.9	+18.7	+20.2	+18.9	+19.3	+19.2	+16.9	+10.2	+ 2.3	+ 0.7	-3.9
10-1925			-11.6	-17.3	-17.2	-17.8	-17.2	-17.6	-15.3	-14.7	-12.8	-10.8	- 7.8	+1.3
11-Apr.	30	100.7	+ 8.5	+14.0	+15.5	+18.2	+19.3	+21.3	+22.2	+20.6	+16.8	+ 7.1	- 1.4	-4.0

vierteljährliche Werte zeigt eine überraschende Übereinstimmung innerhalb jedes Vierteljahres. In Anbetracht dieser Übereinstimmungen ist es berechtigt zu schließen, daß die im engeren Sinne lokalen Störungen in dem Gebiet, wo diese Beobachtungen gemacht sind, von ganz untergeordneter Bedeutung sind. Es ist möglich, daß der tägliche Gang des Gefälles Züge aufweist, die nur für ein großes Gebiet der Arktis charakteristisch sind; man findet aber keine, die auf die Verhältnisse an den einzelnen Stationen zurückgeführt werden können.

Die Werte in Tabelle 3 sind harmonisch analysiert worden, und die Konstanten  $c_1$ ,  $c_2$  usw. und  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  usw. der Formel

$$PG = \overline{PG} + c_1 \sin(\alpha_1 + t) + c_2 \sin(\alpha_2 + 2t) + \dots$$

sind in der Tabelle 4 zusammengestellt worden. Hier bedeutet  $t$  Greenwichzeit, von Mitternacht gerechnet. Wie zu erwarten, stimmen die harmonischen Konstanten sehr gut überein. Für die zwei Winter, aus denen Registrierungen vorliegen, ist die Übereinstimmung für die zwei ersten Glieder und das vierte Glied glänzend, für das dritte Glied weicht aber die Phase erheblich ab. Es ist möglich, daß das dritte Glied keine reelle Bedeutung für den analytischen Aus-

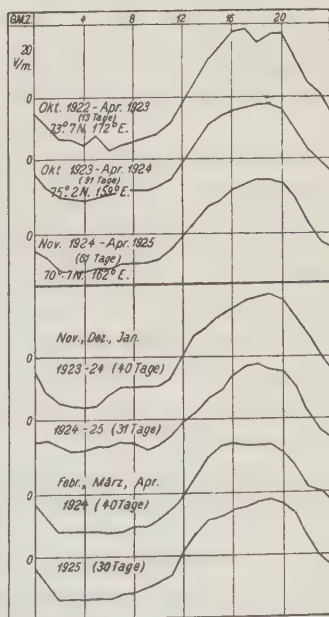


Fig. 3. Täglicher Gang des Potentialgefälles nach den Beobachtungen der „Maud“-Expedition.



druck des täglichen Ganges hat, und daß es in den vorliegenden Fällen nur zufällige Abweichungen repräsentiert.

Es ist bemerkenswert, daß wir in den zwei letzten Wintern eine Abnahme der Amplitude des 12-Stundengliedes von Winter (November, Dezember, Januar) zu Frühjahr (Februar, März, April) finden. In beiden Jahren war die Sonne unterhalb des Horizonts während des größten Teils der Perioden November bis Januar, und die täglichen Variationen der meteorologischen Elemente, Temperatur, Wind und Wolkendecke, waren in dieser Periode außerordentlich klein im Vergleich zu den entsprechenden Variationen in den Frühjahrsmonaten Februar bis April. Dieser Umstand deutet darauf hin, daß jedenfalls ein Teil der 12-Stundenperiode keine Verbindung mit den täglichen Variationen der meteorologischen Elemente hat. Ferner mag an dieser Stelle hinzugefügt werden, daß wir keine Korrelation zwischen dem Auftreten des Nordlichts und den Änderungen oder Werten des Potentialgefälles nachweisen konnten.

Tabelle 4.

Harmonische Konstanten des täglichen Ganges des Potentialgefälles.

Periode	$c_1$	$\alpha_1$	$c_2$	$\alpha_2$	$c_3$	$\alpha_3$	$c_4$	$\alpha_4$
Okt. 1922—April 1923	24.4	184.7 <sup>0</sup>	4.4	287.3 <sup>0</sup>	1.6	194.7 <sup>0</sup>	1.1	295.4 <sup>0</sup>
Okt. 1923—April 1924	20.1	187.6	3.9	271.4	1.6	180.6	1.5	354.0
Nov. 1924—April 1925	18.5	186.9	4.1	264.8	1.4	232.2	1.3	1.6
Nov. 1923—Januar 1924	22.0	187.6	4.7	248.1	2.0	179.3	1.8	7.8
Nov. 1924—Januar 1925	16.2	186.2	5.5	270.5	1.1	273.0	1.3	11.8
Februar—April 1924	19.1	189.6	3.0	294.2	1.5	166.5	0.8	342.2
Februar—April 1925	20.9	187.5	2.8	253.3	2.1	211.7	1.3	349.8

Vergleich mit dem täglichen Gang des Gefälles an anderen Stationen. Wie in der Einleitung erwähnt, sind Mauchly und Hoffmann zu dem Ergebnis gekommen, daß die Extremwerte des Gefälles überall zu derselben absoluten Zeit eintreffen. Schon innerhalb des kleinen Gebietes, von dem unsere Beobachtungen herrühren, zeigt es sich von Vorteil, absolute Zeit zu verwenden. Die Übereinstimmung der in der Tabelle 4 gegebenen Phasenwinkel wäre nicht so gut gewesen, wenn Lokalzeit verwendet wäre. Diese gilt besonders für das dominierende erste Glied. Auf Greenwichzeit bezogen, ist der größte Unterschied der Phasenwinkel nur 2.9°, auf Lokalzeit bezogen aber 10.2°.

Es ist nicht notwendig, hier die vollständigen Zusammenstellungen von Mauchly und Hoffmann zu wiederholen. Es muß aber hervorgehoben werden, daß die Beobachtungen der „Maud“-Expedition aus dem Ostsibirischen Randmeer die von Mauchly aus den Beobachtungen der „Carnegie“ bezüglich des täglichen Ganges des Gefälles über den Weltmeeren gezogenen Schlüsse völlig bestätigen, und daß sie zugleich gerade die von Hoffmann erwünschte Nachprüfung liefern. Um dieses zu zeigen, sind Fig. 4 und 5 gezeichnet worden. In Fig. 4 ist der von uns im November 1923 bis April 1924 gefundene täg-

liche Gang (80 Tage) mit dem aus den „Carnegie“-Beobachtungen für dieselbe Jahreszeit abgeleiteten (30 Tage) zusammengestellt worden. Die beiden Kurven fallen beinahe zusammen. In Fig. 5 ist der tägliche Gang des Gefälles in

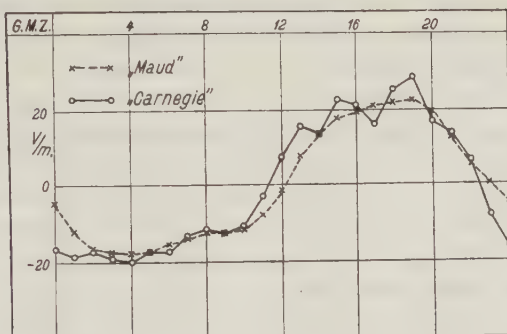


Fig. 4. Täglicher Gang des Potentialgefälles von November bis April über dem Ost-sibirischen Meere („Maud“) und über den Weltmeeren („Carnegie“).

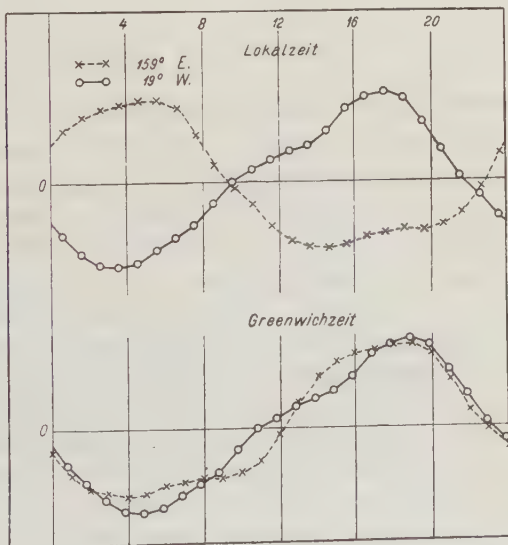


Fig. 5. Täglicher Gang des Potentialgefälles an zwei Stationen in etwa 75° NBr., die eine in Länge 159° E v. Gr. („Maud“), die andere aber in Länge 19° W v. Gr. (Danmarkshafen, Grönland.)

75° NBr. und 159° E v. Gr. nach unseren Beobachtungen mit dem täglichen Gang in Danmarkshafen, Ostgrönland, 76.8° NBr. und 19° W v. Gr., zusammengestellt worden, und zwar sind beide Kurven in dem oberen Teile der Figur auf Lokalzeit, in dem unteren Teile aber auf Greenwichzeit bezogen. (Die Ab-

weichungen in Danmarkshafen sind mit 0.58 multipliziert worden.) Die zwei Stationen liegen in ungefähr derselben Breite, sind aber beinahe genau um 180 Längengrade voneinander entfernt. Auf Lokalzeit bezogen, findet man einen Phasenunterschied von  $180^\circ$ , auf Greenwichzeit bezogen fallen aber die Kurven zusammen. Eine bessere Bestätigung seiner Aussage konnte Hoffmann überhaupt nicht erhalten.

Es muß aber auch hier bedauert werden, daß es uns der Feuchtigkeit wegen nicht gelang, Beobachtungen im Sommer anzustellen. Mauchly fand aus den Beobachtungen der „Carnegie“ Belege dafür, daß der Phasenwinkel des 24 stündlichen Gliedes, des Hauptgliedes, sich während des Jahres systematisch ändert. Dieses Ergebnis wird auch von den Beobachtungen an einer Reihe von Landstationen bestätigt, z. B. von den Beobachtungen aus Ebeltoftshafen. Eine Nachprüfung dieses Satzes an Hand von Beobachtungen, die möglichst frei von lokalen Störungen sind, wäre außerordentlich wertvoll, dazu können aber unsere Messungen nicht dienen.

Bergen, Geofysisk institut avd. B., Januar 1927.

---

## Eine fortschreitende Lagenänderung der Erdachse.

Von B. Wanach in Potsdam. — (Mit drei Abbildungen.)

Die Beobachtungen des Internationalen Breitendienstes seit 1900 ergeben außer den seit 1890 bekannten periodischen Schwankungen der Erdachse eine langsam fortschreitende Wanderung des Nordpols in der Richtung auf Grönland zu.

Als ich 1915 aus den Polschwankungen von 1900 bis 1912 die Koordinaten des nördlichen Trägheitspols der Erde berechnet hatte, fand ich in ihren Jahresmitteln eine langsam fortschreitende Bewegung angedeutet (Resultate des Internationalen Breitendienstes 5, 220) im Betrage von  $0.003''$  jährlich in der Richtung auf Neufundland zu ( $56^\circ$  westl. Länge), hielt sie aber wegen der zu geringen Genauigkeit der Einzelwerte nicht für verbürgt. Als aber 1922 W. D. Lambert (Astronomical Journal 34, 107) aus der Bewegung des Rotationspols von 1900 bis 1917 eine doppelt so große, nach  $81^\circ$  westl. Länge gerichtete Polwanderung gefunden hatte, durfte ihre Realität nicht mehr bezweifelt werden und wurde in den folgenden Jahren bestätigt.

Zunächst sah sich Kimura, in dessen Hände 1922 die Leitung des Internationalen Breitendienstes übergegangen war, dazu veranlaßt, das bisher benutzte Koordinatensystem aufzugeben, weil die Polbahn allzu exzentrisch gegen den Koordinatenanfangspunkt verlief. Sein neuer, der Polbahn von 1922.7 bis 1924.1 angepaßter Anfangspunkt ist gegen meinen für 1906.0 gültigen um  $+0.068''$  in  $x$  und  $+0.066''$  in  $y$  verschoben; das entspräche einer säkularen Polwanderung um  $0.0054''$  jährlich nach dem Meridian  $44^\circ$  westl. Länge.

Eine Anfrage veranlaßte mich, aus den jetzt bis 1925.9 vorliegenden Polkoordinaten einen neuen Wert für die säkulare Verschiebung abzuleiten. Eine graphische Darstellung der Polbahn zeigt, daß der Rotationspol von 1900.0 bis 1925.9 ziemlich genau 22 volle Umläufe um seine jeweilige Mittellage vollzogen hat. Das gibt für die mittlere Dauer der Chandlerschen Periode 1.177 Jahre. Nach Reduktion der von Kimura veröffentlichten Polkoordinaten auf mein System (Resultate des Internationalen Breitendienstes 5, 194—197) erhielt ich folgende 1.177 jährigen Mittelwerte von  $x$  und  $y$ :

Epoche	$X$	$Y$	Epoche	$X$	$Y$
1900.59	− 0.021"	− 0.050"	1913.54	+ 0.023"	− 0.003"
1901.77	+ 0.008	− 0.048	1914.71	+ 0.008	+ 0.022
1902.94	+ 0.015	+ 0.023	1915.89	+ 0.019	+ 0.049
1904.12	+ 0.018	+ 0.015	1917.07	+ 0.062	− 0.004
1905.30	+ 0.012	− 0.008	1918.25	+ 0.040	+ 0.039
1906.47	− 0.022	+ 0.013	1919.42	+ 0.035	+ 0.031
1907.65	− 0.022	+ 0.008	1920.60	+ 0.073	+ 0.001
1908.83	− 0.009	+ 0.007	1921.78	+ 0.072	+ 0.023
1910.01	+ 0.018	+ 0.003	1922.95	+ 0.077	+ 0.052
1911.18	+ 0.044	+ 0.015	1924.13	+ 0.086	+ 0.110
1912.36	+ 0.036	+ 0.020	1925.31	+ 0.074	+ 0.054

Die Ausgleichung dieser in Fig. 1 graphisch dargestellten Mittelwerte liefert die Formeln

$$\begin{aligned}
 X &= + 0.029'' + 0.0035''(T - 1912.95), \\
 &\quad \pm 40 \quad \quad \pm 6 \\
 Y &= + 0.017'' + 0.0031''(T - 1912.95). \\
 &\quad \pm 52 \quad \quad \pm 8
 \end{aligned}$$

Danach beträgt die mittlere jährliche fortschreitende Polwanderung

$$0.0047'' \pm 0.0007'' \text{ in der Richtung } 42^\circ \pm 9^\circ \text{ westl. Länge.}$$

Daß die mittleren Fehler dieser Werte keine übertriebene Genauigkeit vortäuschen, folgt daraus, daß die getrennte Ausgleichung der ersten und zweiten Hälfte des ganzen Materials die Werte

$$0.0025'' \text{ in der Richtung } 57^\circ \text{ westl. Länge (1900.0 bis 1912.95)}$$

und

$$0.0040'' \quad " \quad " \quad " \quad 40^\circ \quad " \quad " \quad (1912.95 \text{ " } 1925.9)$$

ergibt.

Daß diese Bewegung in Größe und Richtung auf längere Zeit hinaus unverändert bleiben wird, ist wohl wenig wahrscheinlich; es handelt sich eben nur um einen Durchschnittswert, und die beträchtlichen Abweichungen der Kurven (Fig. 1) von den durch die Ausgleichung gefundenen Geraden sind wohl in der Hauptsache als reell anzusehen.

Die in Fig. 1 getrennt dargestellten Koordinaten sind in Fig. 2 zu einer Bahn der mittleren Pollage vereinigt; hier treten die Unregelmäßigkeiten im Einzelverlauf noch viel nachdrücklicher zutage.



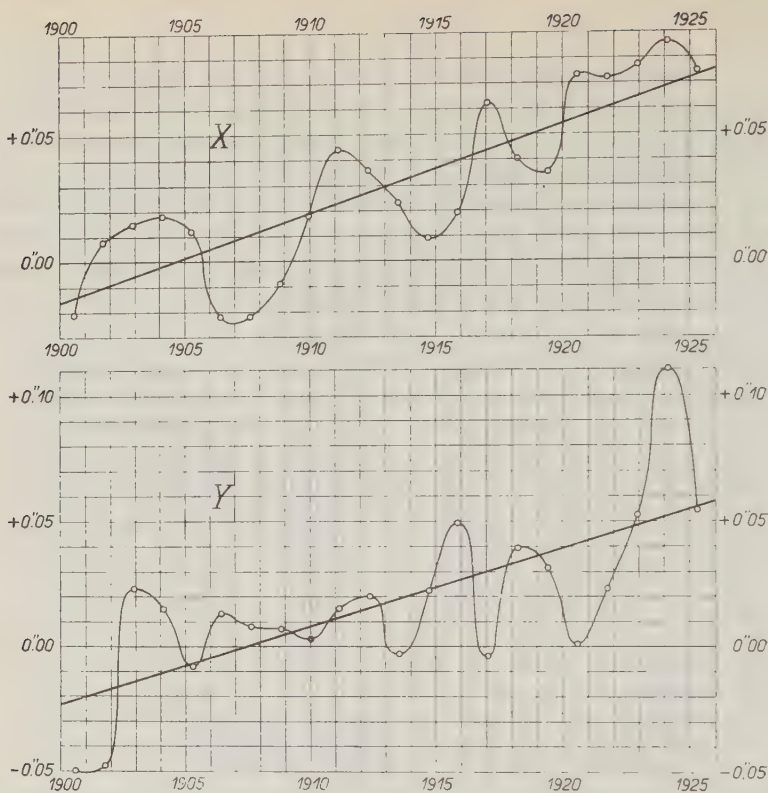


Fig. 1.

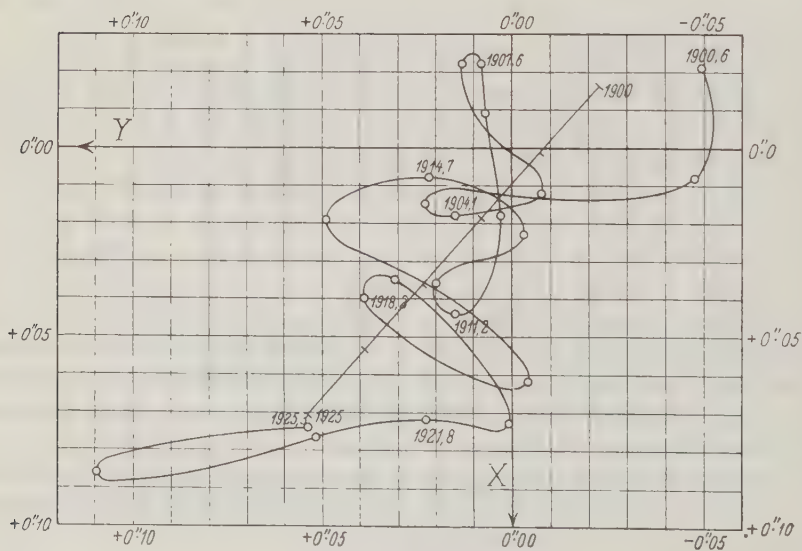


Fig. 2.

Zur Veranschaulichung der relativen Dimensionen des hier behandelten säkularen Anteils im Vergleich mit der totalen Polbewegung sind in Fig. 3 die Polbahnen von 1900.0 bis 1901.2, von 1909.9 bis 1911.1 und von 1924.7 bis 1925.9 in gleichem Maßstabe mit der säkularen Bewegung von 1900.0 bis 1925.0 eingetragen. Der Maßstab ist unten und links in Bogensekunden, oben und rechts in Metern angegeben. Auf der Erdoberfläche beträgt die säkulare Polwanderung nur  $14 \pm 2$  cm jährlich, ist also für etwaige Spekulationen über

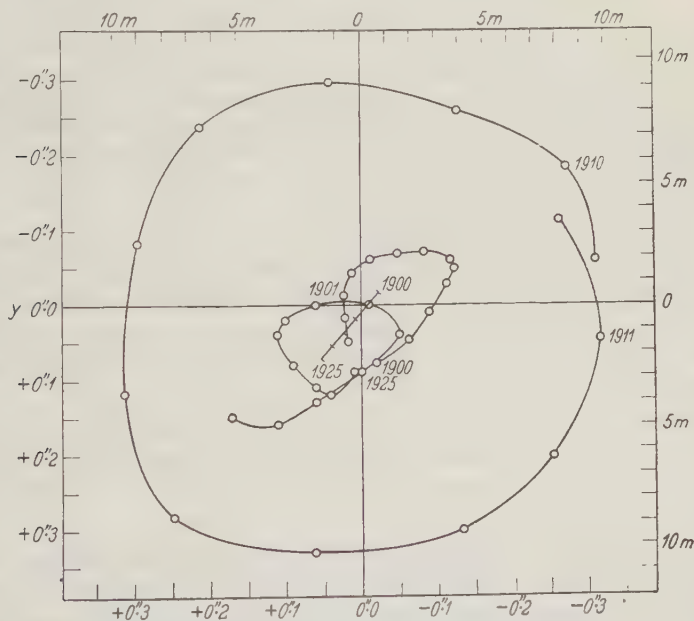


Fig. 3.

Klimaschwankungen völlig bedeutungslos. Bei gleichbleibender Geschwindigkeit (1 km in 7000 Jahren) und Richtung würde der Nordpol die Südspitze Grönlands erst in 23 Millionen Jahren erreichen; ob sich aber Geschwindigkeit und Richtung auch nur wenige Jahrhunderte konstant halten werden, ist einstweilen ganz ungewiß. Die Polhöhenbeobachtungen in Greenwich seit 1755 sprechen eher dagegen; sie deuten (Die Naturwissenschaften 9, 859) nicht auf ein Anwachsen, sondern auf eine Abnahme der Breite um  $0.005''$  jährlich hin, sind aber freilich viel zu ungenau, als daß man auch nur das Vorzeichen dieses Wertes als verbürgt ansehen dürfte.

## Zur experimentellen Seismik. I.

Von **O. Meisser** und **H. Martin**. — (Mit elf Abbildungen.)

Geologischer Mitarbeiter: **F. Deubel**\*).

In einem geologisch aufgeschlossenen Gebiet wurden Laufzeitkurven mit erhöhter Zeitgenauigkeit infolge Benutzung einer akustisch-seismischen Apparatur aufgenommen. Es wird die Übereinstimmung dieser experimentellen Kurven mit den theoretischen dargelegt und ein Beispiel dafür gegeben, wie man aus den Laufzeitkurven das angenäherte Profil der durchlaufenen Schichten berechnet.

Vorbemerkung. Im Jahre 1915 wurden von mir die ersten Versuche gemacht, für die Messung von Bodenerschütterungen eine akustisch-seismische Apparatur statt der üblichen Erschütterungsmesser zu verwenden. Der Mangel an Mitteln während des Krieges und in der Nachkriegszeit gestattete aber die Weiterführung dieser aussichtsvollen Versuche nicht.

Jetzt ist es durch die Unterstützung seitens der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft möglich geworden, die akustisch-seismische Methode systematisch auszuarbeiten. O. Hecker.

Kürzlich\*\*) haben wir eine Apparatur beschrieben, die erlaubt, Laufzeiten von elastischen Wellen bei künstlichen Bodenbewegungen bequem bis auf einige Zehntausendstel Sekunden sicher zu messen. Im folgenden soll gezeigt werden, daß diese erreichte Genauigkeit nicht übertrieben ist, sondern daß sie sich bei der akustisch-seismischen Methode voll ausnutzen läßt.

Für unsere Versuche wurde aus technischen und geologischen Gründen ein Gelände\*\*\*) südlich von Jena gewählt, über dessen geologische Verhältnisse nachstehend ein kurzer Überblick gegeben ist.

Die geologischen Verhältnisse des Versuchsfeldes. Das durch Saale, Roda und die Landstraße Lobeda-Rutha begrenzte Untersuchungsfeld (Fig. 1) tritt morphologisch durch seine breite flächenhafte Entwicklung hervor; es wird größtenteils von der interglazialen Hauptterrasse der Saale eingenommen.

---

\*) Bei unseren Arbeiten wurden wir in geologischer Hinsicht von der Thüringischen Geologischen Landesuntersuchung beraten und unterstützt.

\*\*) Zeitschr. f. Geophys. 1926, 7. Heft.

\*\*\*) In entgegenkommender Weise stellte die Firma Zeiss, Jena, ein Gelände für die Versuche zur Verfügung.

Am geologischen Aufbau des umgebenden Gebiets beteiligen sich Schichten des mittleren und oberen Buntsandsteins, sowie des Muschelkalks. Als jüngere Überdeckungen, namentlich der Terrassen, spielen diluviale Schotter, Lehme und alluviale Gehängeschuttmassen eine Rolle. Die den anstehenden Untergrund einnehmenden Triasgesteine lassen ein schwaches Einfallen in nordwestlicher Richtung erkennen. Die Lagerungsverhältnisse im Untersuchungsfeld

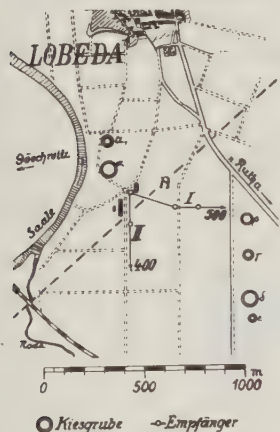


Fig. 1.



Fig. 3.

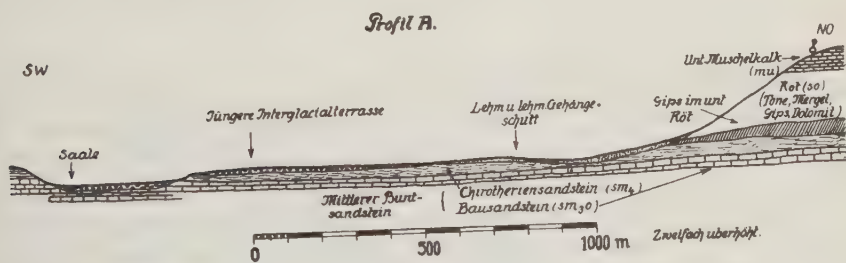


Fig. 2.

werden am besten durch eine schematische Profilschizze charakterisiert, die einen Schnitt durch das Gelände in SW-NO-Richtung darstellt (s. Profillinie A--- in Fig. 1).

Aus Fig. 2 geht hervor, daß der anstehende Untergrund des Versuchsfeldes von den oberen Schichten des mittleren Buntsandsteins gebildet wird, namentlich von der Stufe des Chirotheriensandsteins ( $sm_4$ ) und den höheren Lagen des Bausandsteins ( $sm_{3o}$ ). Wie schon erwähnt, sind diese Sandsteinschichten südlich der Stadt Lobeda durch junge Aufschüttungen (Schotter, Lehm, Sand, Gehängeschutt) überdeckt. Die diluvialen Saaleschotter lassen sich hier in drei Terrassen gliedern, und zwar sind eine ältere und jüngere Interglazial-





das Profil der Chirotheriensandsteinoberfläche zu ermitteln, und deren auf Grund der Aufschlüsse vermutete Höhenänderung der Lage und Größe nach zu bestimmen.

Die akustisch-seismischen Messungen. Es seien nun kurz die Grundlagen entwickelt, auf die sich das seismische Verfahren stützt, um den Verlauf einer Grenzfläche zwischen zwei elastisch verschiedenen Gesteinen aus den experimentellen Daten erschließen zu können. Die folgenden Betrachtungen

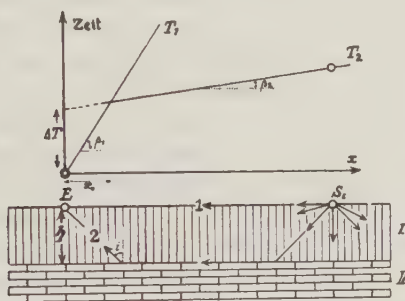


Fig. 5.

beziehen sich auf ein sogenanntes geologisches Zweischichtenproblem. Unter einer lockeren Deckschicht I befindet sich ein festeres Gestein II. Die Konstanten beider Schichten seien

	Dichte	Longitudinale Geschwindigkeit	Transversale Geschwindigkeit
Deckschicht I . . . . .	$\rho_1$	$v_1$	$v_{10}$
Grundschrift II . . . . .	$\rho_2$	$v_2$	$v_{20}$

Im Punkte  $E$  sei ein Erschütterungsmesser aufgestellt, der die in den Punkten  $S_i$  künstlich erzeugten Bodenbewegungen\*) registriert. Für die Auswertung der Kurven kommen drei Möglichkeiten in Betracht:

1. Die Laufzeiten der einzelnen Einsätze;
2. Die relativen bzw. auch die absoluten Amplituden der verschiedenen Impulse;
3. Die Perioden der einzelnen Wellen.

Obwohl alle drei Elemente einer Schwingung: Eintrittszeit, Amplitude und Periode nach den Ergebnissen der großen Seismologie für sich allein als Auf-

\*) In den beigegebenen Beispielen wird die künstliche Bodenbewegung durch Sprengungen erzeugt; es ist aber auch denkbar, daß man eine periodische Kraft kontinuierliche Bewegung erzeugen läßt. Für diesen letzteren Fall sind die Betrachtungen zu modifizieren.

schlußverfahren ausgebildet werden könnten, so ist es doch meistens im Interesse eines übersichtlichen Bildes erwünscht, die einzelnen Elemente zu kombinieren.

Die einfachste Arbeitsweise besteht darin, die Laufzeitkurven für die longitudinalen Wellen\*) zu benutzen. Im folgenden soll diese Methode, deren Aufgabe es ist, die Tiefe, Mächtigkeit und das Einfallen der einzelnen Schichten zu bestimmen, kurz skizziert werden.

A. Horizontale Schichtenlagerung. Wendet man die Huygenssche Wellenmechanik und das Fermatsche Prinzip vom elastisch kürzesten Weg (hier gleich dem Brechungs- und Reflexionsgesetz) auf die Ausbreitung der elastischen Wellen in dem Sprengherd  $S_i$  (s. Fig. 5) an, so kommt man unter der Voraussetzung, daß die Geschwindigkeiten nach allen Seiten gleich sind, zu einer „geometrischen Seismik“ mit geradlinigen Strahlen, die elementar die theoretischen Beziehungen für die entsprechenden Laufzeitkurven liefert. Wir sehen der Einfachheit halber zunächst von den Transversal- und Wechselwellen ab und betrachten nur die in der Deckschicht I verlaufende Welle 1\*\*) und den Grenzstrahl 2. Bezeichnet  $ES_i = x$  den Abstand Empfänger-Sprengort, so ist für 1 die Laufzeit

$$T_1 = \frac{x}{v_1} \dots \dots \dots (1)$$

Unter Berücksichtigung des Brechungsgesetzes für longitudinale Wellen, demzufolge

$$i = \arcsin \frac{v_1}{v_2} \dots \dots \dots (2)$$

folgt für den Grenzstrahl 2

$$T_2 = \frac{2h}{v_1} \sqrt{1 - \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^2} + \frac{x}{v_2} = \frac{2h}{v_1} \sqrt{1 - \eta^2} + \frac{x}{v_2} \dots \dots \dots (3)$$

wo  $h$  die Tiefe von Schicht II und  $\eta = \frac{v_1}{v_2}$  ist. Formel (3) ist erst für  $x > 2h \cdot \frac{\eta}{\sqrt{1 - \eta^2}}$  gültig. Das Kurvenbild für  $T_1$  und  $T_2$  sind Gerade; für

Entfernungen  $x > 2h \sqrt{\frac{1 - \eta}{1 + \eta}}$  kommt Welle 2 vor Welle 1 in  $E$  an. Hätte man es nur mit zwei Schichten zu tun — ein Fall, der im Gelände sich nur

\*) Von einer Berücksichtigung der weiteren Einsätze ist bei dieser Betrachtung der Einfachheit halber abgesehen, doch muß man sie für eine eingehende Diskussion der Ergebnisse mit heranziehen.

\*\*) Welle 1 ist nicht mit den Rayleighwellen identisch!

unvollkommen verwirklicht findet —, so bekommt man für die Kurve der ersten Einsätze eine geknickte Gerade. Die Neigungswinkel der Geraden  $T_i$  ergeben die jeder Schicht zugehörigen Geschwindigkeiten:

$$v_1 = \cot \beta_1 \quad \text{und} \quad v_2 = \cot \beta_2 \dots \dots \dots (4)$$

Um die Tiefe  $h$  der Grenzfläche zu ermitteln, bieten sich zwei Wege: eine Relation —  $v_1$  und  $v_2$  sind ja nach (4) bekannt — liefert die Größe  $x_0$ , die Abszisse des Schnittpunktes von  $T_1$  und  $T_2$

$$h = \frac{x_0}{2} \cdot \sqrt{\frac{1-\eta}{1+\eta}} \dots \dots \dots (5)$$

Gemäß (5) ist  $h$  stets kleiner als  $x_0/2$ . Eine weitere mit (5) identische Relation erhält man aus dem Ordinatenstück  $\Delta T$ , das die Verlängerung von  $T_2$  ergibt, es ist

$$h = \frac{\Delta T}{2} \cdot \frac{v_1}{\sqrt{1-\eta^2}} \dots \dots \dots (6)$$

Als Beispiel sei eine Laufzeitkurve gegeben, die in der Umgebung von Jena gewonnen wurde. Um die obersten Schichten für die ersten Einsätze aus-

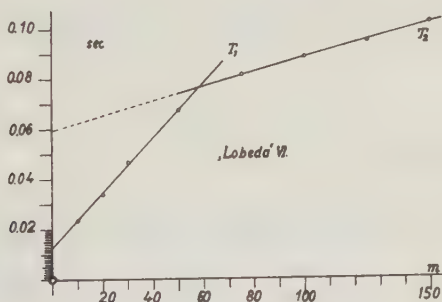


Fig. 6.

zuschalten, wurde der Empfänger 3 m unter der Oberfläche in einer sehr lockeren Sandsteinbank gelagert, die zweite Schicht war Bausandstein. Die Zeiten der ersten Einsätze sind in folgender Tabelle gegeben:

$x$ m	$T_1$ in sec	$x$ m	$T_2$ in sec	
10	0.0238	75	0.0816	$x_0 = 58.0$ m
20	0.0340	100	0.0888	$\Delta T_1 = 0.0127$ sec
30	0.0468	125	0.0954	$\Delta T_2 = 0.0595$ sec
50	0.0676	150	0.1036	$v_1 = 907$ m/sec
				$v_2 = 3425$ m/sec





Für die Geschwindigkeiten ergeben hier die Laufzeitkurven

$$v_1 = \cot \beta_1, \quad \cot \beta_2 = v_{2+} = \frac{v_2}{\cos \alpha - \frac{\sqrt{1-\eta^2}}{\eta} \sin \alpha} \quad \dots \quad (8a)$$

Um eine genaue Tiefenbestimmung durchführen zu können, muß man zunächst den Einfallswinkel  $\alpha$  kennen. Man geht so vor, daß man das Profil rückwärts abschießt, d. h. den Empfänger nach  $S_i$  bringt, die Laufzeitkurve lautet dann

$$T_{2-} = \frac{2h_2 \cos \alpha}{v_1} \cdot \sqrt{1-\eta^2} + \frac{x}{v_2} \left[ \cos \alpha + \frac{\sqrt{1-\eta^2}}{\eta} \sin \alpha \right] \quad \dots \quad (8')$$

Die so erhaltene Geschwindigkeit  $v_{2-}$  lautet

$$v_{2-} = \frac{v_2}{\cos \alpha + \frac{\sqrt{1-\eta^2}}{\eta} \sin \alpha} \quad \dots \quad (8b)$$

Aus der Kombination von (8a) und (8b) ergibt sich

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\eta}{\sqrt{1-\eta^2}} \cdot \frac{\varphi}{1+\varphi} \quad \dots \quad (9)$$

$$v_2 = V_{2-} \cdot \frac{1+2\varphi}{1+\varphi} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\eta^2}{1-\eta^2} \cdot \left(\frac{\varphi}{1+\varphi}\right)^2}},$$

wo  $\varphi = \frac{1}{2} \cdot \frac{v_{2+} - v_{2-}}{v_{2-}}$ . Ähnlich wie unter A erhält man die Tiefe  $h$  aus dem Ordinatenabschnitt zu

$$h_E = \frac{\Delta T_E}{2} \cdot \frac{v_1}{\cos \alpha \sqrt{1-\eta^2}} = \frac{\Delta T_E}{2} \cdot \frac{v_1}{\sqrt{1-\eta^2}} \cdot \sqrt{1 + \frac{\eta^2}{1-\eta^2} \cdot \left(\frac{\varphi}{1+\varphi}\right)^2}, \quad (10)$$

d. h. Formel (6) würde  $h_E \cdot \cos \alpha$  ergeben, den kürzesten Abstand der Grenzfläche von  $E$  aus. Der Knickpunkt  $x_0$  gibt

$$h_E = \frac{x_0}{2} \cdot \frac{1 - \eta \cos \alpha + \sqrt{1-\eta^2} \sin \alpha}{\cos \alpha \sqrt{1-\eta^2}} = \frac{x_0}{2} \cdot \frac{\sqrt{1 + \frac{\eta^2}{1-\eta^2} \cdot \left(\frac{\varphi}{1+\varphi}\right)^2} - \frac{\eta}{1+\varphi}}{\sqrt{1-\eta^2}}, \quad (11)$$

eine Formel, die sich für kleinere Winkel  $\alpha$  noch vereinfachen läßt.

C. Profilkonstruktion an Hand einer Laufzeitkurve. Obwohl die Angabe der Tiefe und des Einfallswinkels einer Schicht für deren Verlauf hinreichend ist, soll im nachstehenden kurz noch ein Verfahren angegeben werden, das eine angenäherte Profilkonstruktion gestattet, falls die Deckschicht genügend homogen ist. Es soll aus der Teilgeschwindigkeit

$$\frac{x_2 - x_1}{T_2 - T_1} = v'_2 = f \cdot v_2$$

der Profilwinkel  $\alpha$  berechnet werden. Nach (8a) ist

$$f = \frac{1}{\cos \alpha - \frac{\sqrt{1 - \eta^2}}{\eta} \sin \alpha} = \frac{v'_2}{v_2} \dots \dots \dots (12)$$

Da  $v_1, v_2, v'_2$  und somit auch  $f$  für das Intervall  $x_1 \dots x_2$  bekannt sind, folgt der Winkel  $\alpha$  aus (12), und zwar ist:

für  $f > 1$  der Winkel  $\alpha$  positiv, d. h. Schicht II kommt höher zu liegen

„  $f < 1$  „ „ „  $\alpha$  negativ, d. h. „ II „ tiefer „ „

Selbstverständlich ist immer zur Voraussetzung gemacht, daß die Änderung der Laufzeitkurve nicht in einer Inhomogenität der Deckschicht zu suchen ist. Aus (12) folgt für

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\eta}{f^2 (1 - \eta^2) - \eta^2} [f^2 \sqrt{1 - \eta^2} - \sqrt{f^2 - \eta^2}].$$

Es ist die Tangensfunktion von  $\alpha$  angegeben, um sofort für eine gegebene Strecke die entsprechende Höhenänderung angeben zu können.

Eine graphische Lösung von (12) läßt sich leicht finden, wenn man Formel (12)

$$f \cos \alpha - f \frac{\sqrt{1 - \eta^2}}{\eta} \sin \alpha = 1$$

mit der Gleichung einer Geraden

$$y - ax - c = 0$$

in Beziehung bringt, indem man setzt:

$$c = \frac{1}{f}, \quad \operatorname{tg} \varphi = a = \frac{\sqrt{1 - \eta^2}}{\eta}, \quad x = \cos \alpha, \quad y = \sin \alpha.$$

Man erhält eine Schar von Geraden  $g$  (s. Fig. 8), deren Neigung durch den Wert  $\eta$  bestimmt ist; sie schneiden die Ordinatenachse jeweils in  $1/f$  und

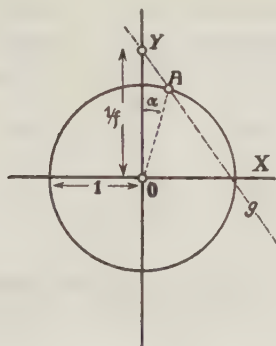


Fig. 8.

den um den Koordinatenursprung beschriebenen Einheitskreis in  $A$  (der andere Schnittpunkt kommt hier nicht in Frage), so daß  $\alpha = \angle A\hat{O}Y$  ist. Fig. 9 zeigt ein auf obiger Überlegung konstruiertes Nomogramm.

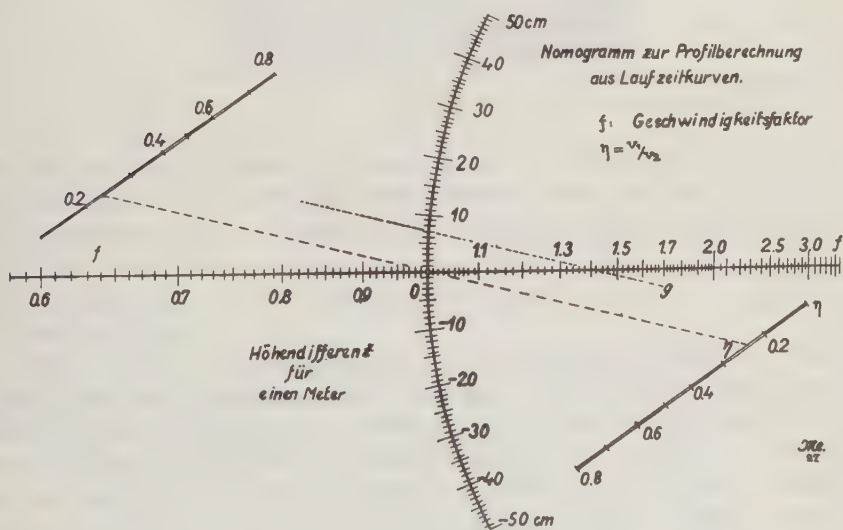


Fig. 9.

durch den betreffenden Wert von  $f$  eine Gerade  $g$  parallel  $O\eta$  und erhält auf der Kreisskala sofort die Höhenänderung in Zentimetern für eine Strecke von 1 m.



Beispiel: Profil - 3, Lobeda ( $v_1 = 500$  m/sec,  $v_2 = 2200$  m/sec,  $\eta = 0.22_7$ ).

$x_i$ m	$T_i$ sec	$(T_i - T_{i-1})$ sec	$v'_2$	$f$	$\text{tg } \alpha$	Höhendifferenz m
40	0.0378	0.0056	179 <sub>0</sub>	0.82	- 0.05 <sub>3</sub>	- 0.6
50	0.0434	0.0060	167 <sub>0</sub>	0.76	- 0.07 <sub>4</sub>	- 0.8
60	0.0494	0.0050	200 <sub>0</sub>	0.91	- 0.02 <sub>3</sub>	- 0.2
70	0.0544	0.0032	312 <sub>0</sub>	1.42	+ 0.06 <sub>9</sub>	+ 0.7
80	0.0576	0.0066	152 <sub>0</sub>	0.69	- 0.10 <sub>6</sub>	- 1.1
90	0.0642	0.0068	294 <sub>0</sub>	1.34	+ 0.05 <sub>9</sub>	+ 1.2
110	0.0710	0.0080	250 <sub>0</sub>	1.14	+ 0.02 <sub>9</sub>	+ 0.5
130	0.0790	0.0128	234 <sub>0</sub>	1.06	+ 0.01 <sub>3</sub>	+ 0.4
160	0.0918					

D. Stufe. Fig. 10 zeigt die theoretischen Laufzeitkurven für den Grenzstrahl, wenn die Oberfläche von Schicht II sprunghaft ihre Höhe ändert. Be-

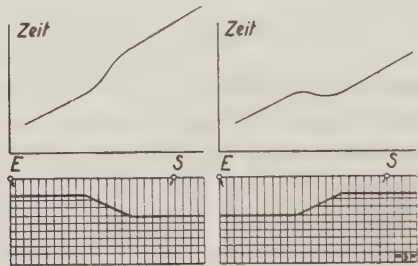


Fig. 10.

finden sich der Empfänger und die Schußstelle in größerer Entfernung von der Stufe, dann kann man näherungsweise davon sprechen, daß die Laufzeitkurve aus zwei Geraden besteht, die an der Sprungstelle eine Ordinatendifferenz

$$\Delta T = \frac{h}{v_1} (1 + \eta) \dots \dots \dots (13)$$

ergeben. Bei der Diskussion solcher „Unstetigkeiten“ in der Laufzeitkurve muß man sehr vorsichtig sein, damit man nicht eine Inhomogenität in der Deckschicht fälschlich für eine Stufe der tieferen Grenzschicht anspricht, ferner muß man auch über ein hinreichend genaues Nivellement der Profilloberfläche verfügen. Eine Kontrolle für die Realität bieten die Laufzeitkurven der weiteren Einsätze.

Ergebnisse der Laufzeitkurven auf zwei Profilen. Für die Beantwortung der geologisch gestellten Aufgabe dienen Profil I und II (s. Fig. 1). Um nicht zu große Sprengladungen zu benötigen, und da man es mit nicht sehr tiefliegenden Schichten zu tun hat, wurden nur sehr kurze Laufzeitkurven aufgenommen, die Fig. 11 zeigt. Die jeweilige Lage des Empfängers ist durch

○ in den Fig. 1 und 11 angegeben. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der longitudinalen Wellen in der Chirotheriensandsteinschicht ist auf der gesamten Profillänge nicht ganz einheitlich, d. h. die Bank besitzt nicht überall dieselbe Festigkeit, was durch den verschiedenen Grad der Durchfeuchtung und Auflockerung infolge Auslaugung des Carbonats bzw. des Gipses zu erklären ist. Um auf eine gegebene Strecke einen möglichst einwandfreien Mittelwert

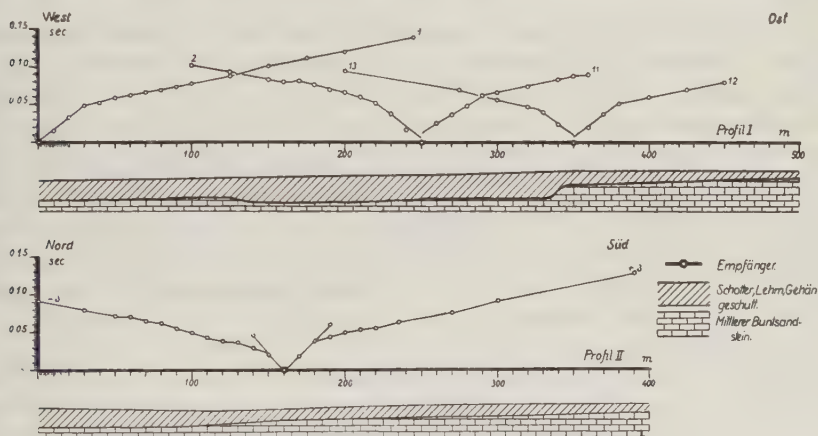


Fig. 11.

zu erhalten, wurden die meisten Profile vor- und rückwärts geschossen. Die Daten\*) für die jeweilige Tiefe der Chirotheriensandsteinoberfläche an der Empfängerstelle gibt folgende Tabelle:

Entfernung . . . . .	$x$ m	0	250	350	
Profil . . . . .	Nr.	1	2	11	13 12
Deckschicht . . . . .	$v_1$ m/sec	660	800	820	670 700
Buntsandstein . . . . .	$v_2$ m/sec	2600	2700	2400	2000 2800
Tiefe der Chirotherien- sandsteinoberfläche . . . . .	$m$	12.2	14.9	14.8	9.0 10.0

Unter Berücksichtigung der Oberflächenhöhe in Profil I gemäß beifolgender Tabelle:

Entfernung . . . . .	$x$ m	0	250	350
Höhe . . . . .	$h$ m	0	3.3	5.7

gelangt man zu einer absoluten Höhendifferenz der Sandsteinoberfläche zwischen  $P_{250}$  und  $P_{350}$  von etwa 8 m. Die genauere Lage der geologisch vermuteten Stufe zeigt Fig. 11. Eine weitere kleinere Stufe befindet sich zwischen

\*) Die zwischenliegenden Schichten ( $v = 1000$  bis  $1700$  m/sec) sind hier, um die Betrachtungen nicht unnötig zu komplizieren, nicht mit aufgezählt, wohl bei der Auswertung aber mit berücksichtigt.

und  $P_{200}$ . Die Laufzeitkurven 1 bzw. 2 ergeben beide Male eine Differenz  $P_{100}$  von  $0.006_0$  sec, die nach Formel (13) eine Stufenhöhe von 3.2 m ergibt. Betrachtungen an weiteren Laufzeitkurven zwischen 0 und 250 m in Profil I zeigen klar, daß die Stufe einer Höhenänderung der Chirotheriensandsteinoberfläche entsprechen muß. Das Profil II verläuft senkrecht zu I, auch hier ist die eingezeichnete Sandsteinoberfläche aus den Laufzeitkurven gefunden.

Der in den Profilen I und II berechnete Verlauf der Chirotheriensandsteinoberfläche entspricht durchaus dem in den eingetragenen Kiesgruben (s. Fig. 1) aufgeschlossenen Schichtenverband. In der Kiesgrube  $\alpha$  beträgt die Tiefenlage der Sandsteinoberfläche 9 m unter der Geländeoberkante, in der Höhe der älteren Interglazialterrasse befindet sich die Sandsteinoberfläche durchschnittlich unter etwa 3 m Bedeckung. Die zwischen  $P_{250}$  und  $P_{350}$  lokalisierte Stufe entspricht dem Ansteigen des Terrassensockels von der Höhe der postglazialen zur älteren Interglazialterrasse. Die zwischen  $P_{120}$  und  $P_{350}$  in die Sandsteinoberfläche eingeschnittene flache Rinne ist jedenfalls als eine Erosionsfurche der postglazialen Saale anzusprechen.

Jena, Reichsanstalt für Erdbebenforschung, im März 1927.

---

## Referate.

**P. Goetz:** Das Strahlungsklima von Arosa. 110 S., 31 Abbildungen, 69 Tabellen. Berlin, Julius Springer, 1926.

Diese äußerst reichhaltige Monographie behandelt nach einleitenden Bemerkungen über das Strahlungsklima als solches und über den Beobachtungsstandort der Reihe nach die Sonnenscheinverhältnisse Arosas, die Wärmestrahlung der Sonne (gesamt und nach Spektralbezirken getrennt), die ultraviolette Sonnenstrahlung, die ultraviolette Himmelsstrahlung und die Ortshelligkeit (vom Verfasser zur Unterscheidung vom Oberlicht oder der Beleuchtung der Horizontalfläche durch Sonne und Himmel die Bezeichnung „Ortshelligkeit“ für die von allen Seiten einfallende Lichtmenge vorgeschlagen), die Dauer-messungen der Tageshelle nach photochemischer Wirksamkeit und ergänzende klimatologische Daten, und zum Schluß wird ein alphabetisch geordnetes Literaturverzeichnis gegeben. Bei der Wärmestrahlung kommen die Meßmethode, die Sichtung des Beobachtungsmaterials, die Ergebnisse der Intensitätsmessungen (Gesamtstrahlung, rot-ultrarote und grünblaue Strahlung), die Durchlässigkeit für Wärmestrahlung und der atmosphärische Reinheitsgrad (der nach Linke definierte Trübungsfaktor — rechnerisch durch das Verhältnis der tatsächlich gefundenen zur minimalen Lichteinbuße bei völlig reiner Atmosphäre darstellbar —, der Transmissionskoeffizient) und die Strahlungssummen der Sonnenenergie zur Sprache. Äußerst instruktiv ist die graphische Darstellung der Ab-

hängigkeit des Trübungsfaktors vom Dampfdruck für verschiedene Monate und Spektralbezirke, woraus klar ersichtlich ist, daß die Lichtschwächung vor allem (Wasserdampf) die rot-ultrarote Komponente betrifft, der man mit Recht neuerdings ein stark erhöhtes Interesse entgegenbringt, ebenso der Vergleich des Trübungsfaktors von Arosa mit anderen Stationen. Den mehr physikalisch orientierten Leser dürfte zweifellos am meisten das Kapitel über die mit der Cadmiumzelle ausgeführten Intensitätsmessungen der ultravioletten Sonnenstrahlung interessieren. Aus eigenen und früheren Messungen war zu entnehmen, daß die Zelle auf Wellen oberhalb  $322\ \mu\mu$  nicht mehr ansprach. Durch glückliche Umstände war dem Verfasser ein Filter in die Hand gefallen, das, ohne die Intensität kleinerer  $\lambda$  merklich zu schwächen, die Strahlung genau bei  $320\ \mu\mu$  abschneidet. Infolgedessen konnte die wirksame Strahlung durch Differenzbildung (mit und ohne Filter) in das kurzwellige Ultraviolett 320 und in den engeren Bezirk zwischen 320 und  $322\ \mu\mu$  zerlegt werden. Da nun nach den Untersuchungen von Dember und von Kron die anomale Strahlungsschwächung (stark ausgeprägte selektive Absorption) durch die in großen Höhen befindliche Ozonschicht gerade bei  $320\ \mu\mu$  einsetzt, und da für die geringste Verkleinerung von  $\lambda$  die Strahlungsintensität stark abnimmt, und da ferner, wie schon früher (Beitr. z. Phys. d. fr. Atm. 13, 15, 1926) gezeigt, nach Goetz der Schwerpunkt der Zellenempfindlichkeit bei steigender Sonne mehr und mehr auf kleinere  $\lambda$ , d. h. zu Strahlen rückt, für welche sich die atmosphärische Lichtdurchlässigkeit stark verändert, so betont Verfasser unter Abweisung der Dornoschen Verwendung der Gesamtwirkung auf die Zelle nachdrücklichst die Verwendung möglichst eng begrenzter Spektralteile (möglichst Abstellung auf Spektrallinienbreite). Da die Bestimmung der Loschmidtschen Zahl ( $2.69 \cdot 10^{19}$ ) zeigte, daß die Strahlung wesentlich nur durch die Rayleighsche Diffusion geschwächt wird, und da mit  $320\ \mu\mu$  der markante Intensitätsabfall eintritt, ergab sich die Möglichkeit, aus dem Verhältnis der Strahlung 321 zur Strahlung  $320\ \mu\mu$  auf die Abhängigkeit der Intensität von der jeweiligen Weglänge im Ozon zu schließen. Die aus solchen Gesichtspunkten abgeleiteten Ergebnisse hinsichtlich der Intensitätsschwankungen im Laufe des Jahres und von Jahr zu Jahr scheinen in befriedigender Übereinstimmung mit Untersuchungen von Dobson und mit den Ergebnissen Dornos über die Beziehung zwischen ultravioletter Sonnenintensität und Fleckentätigkeit (Vermehrung der letzteren einer Erhöhung der ersteren entsprechend) gebracht werden zu können, und nach Goetz würde vermutlich auch von solchen Gesichtspunkten aus die von Abbot, Fowle und Aldrich gefundene Beziehung zwischen den behaupteten kurzperiodischen Schwankungen der Solarkonstante und dem wechselnden Kontrast zwischen Mitte und Rand der Sonne zu verstehen sein. Unter Berücksichtigung der Tatsache, daß das Ozon nach K. Ångström auch Absorptionsbanden im Ultrarot hat, meinte Goetz schon früher, im wechselnden Ozongehalt den Schlüssel zur Erklärung der von Clayton gefundenen Zusammenhänge zwischen Sonnentätigkeit und Wetter gefunden zu haben. Im Wechsel des atmosphärischen Ozongehalts hätten wir bei diesen und nahe damit zusammenhängenden Problemen den springenden Punkt zu erblicken, und es käme weiter wesentlich darauf an, die Ursachen für den Wechsel im Ozongehalt zu entschleiern.

Wie man sich etwa die Beziehung zwischen der Intensität der Ozonbildung in den höheren Atmosphärenschichten und der Sonnentätigkeit zu denken hat, legte seinerzeit Humphreys bei seinem Versuch dar, die 11jährige Temperaturperiode (siehe Köppen und Mielke) statt durch eine Schwankung in der Intensität der emittierten Sonnenstrahlung durch eine Verringerung der Ausstrahlung (besonders starke Absorption der langwelligen Erdstrahlung durch das Ozon nach Ladenburg und Lehmann) zu erklären.



Um die bestehenden Beziehungen in ihrem ursächlichen Zusammenhang erfassen zu können, muß man weiter die desozonisierenden Faktoren berücksichtigen. Schon länger bekannt (Regener und v. Bahr) ist die desozonisierende Wirkung der Wellen zwischen 290 und 210  $\mu\mu$ , wobei eine starke Abhängigkeit von Temperatur und Druck zu konstatieren war. In diesem Zusammenhang dürfte von besonderem Interesse sein, daß Goetz für Arosa eine starke Korrelation zwischen dem Gange des Luftdrucks am Boden und der optisch erschlossenen Ozonmenge fand. Nicht erwähnt wird, daß auch für den Luftdruck starke Spuren einer 11jährigen Periode gefunden worden sind, die durch die neuen Resultate offenbar eine wesentlich erhöhte Bedeutung erlangt hat. Jedenfalls interessant ist der Versuch von Goetz, gewisse atmosphärische Trübungserscheinungen auf eine desozonisierende Wirkung von Vulkanstaub zurückzuführen.

Auf die weiteren Ergebnisse der äußerst wertvollen Arbeit, die sich ebenbürtig an die Seite der 1911 erschienenen Dornoschen Studie über „Licht und Luft des Hochgebirges“ stellt und eine Fülle neuer Anregungen bringt, kann leider nicht eingegangen werden. Nur sei noch auf den besonderen Wert hingewiesen, den die systematische Erfassung verschiedener, zwischen 590 und 2650 m (Chur und Weißhorn-Arosa) liegender Höhenlagen für die Bestimmung der Ultraviolett-Intensität der Sonne bei gleicher Sonnenhöhe hat. — Hinsichtlich gewisser, vom Verf. gemeldeter Änderungen der Empfindlichkeit der Cadmiumzelle muß nachdrücklichst auf diesbezügliche Bemerkungen Dornos (Meteorol. Zeitschr. 1927, S. 106—107) verwiesen werden.

Chr. Jensen.

### Berichtigung.

Zeitschr. f. Geophysik Jahrg. II, S. 307: Die Laufzeit von  $S_n$  für  $\angle = 28^\circ$  ist nicht  $10^m 59^s$  sondern  $10^m 48^s$ .

## Seismische Dickenmessungen von Gletschereis.

Von **Hans Mothes** aus Göttingen. — (Mit neun Abbildungen.)

Auf dem Hintereisferner in den Oetztaler Alpen wurden mit einem Mikrophon- und einem Vertikalseismographen künstliche Erschütterungswellen untersucht, die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der longitudinalen und transversalen Wellen für Gletschereis ermittelt und durch Reflexionen der Erschütterungswellen an der unteren Grenzfläche des Eises die Gletschertiefen in einem Längsprofil von über 1.5 km Länge in Übereinstimmung mit den Tiefenangaben von Herrn Professor H. Hess, Nürnberg, gefunden.

**Vorgeschichte der Arbeit.** Abgesehen von der Geophysik besteht sowohl in den Kreisen der Geographie als auch in denen der Geologie seit Jahren der rege Wunsch, dem wissenschaftlich wichtigen Problem nachzugehen, Dickenmessungen von Gletschereis mit den neuen geophysikalischen Methoden vorzunehmen.

Schon am 9. Dezember 1925 begründete Herr Professor W. Meinardus, Göttingen in einem Vortrage vor der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Göttingen die Notwendigkeit, die neuen geophysikalischen Methoden zur Abschätzung der Inlandeisdecke von Grönland heranzuziehen (Ref.: Zeitschr. f. Geophys., Jahrg. II, Heft 1, S. 38—39). Ferner regte Herr Professor W. Meinardus im Februar 1926 an, zur Lösung dieser Aufgabe und zur Ausgestaltung des Verfahrens Vorversuche in einem Gletschergebiet der österreichischen Alpen zu machen und knüpfte mit Herrn Professor H. Hess aus Nürnberg Verhandlungen an über die Wahl eines für solche Arbeiten besonders geeigneten Gletschers. Das Ergebnis war, daß der Hintereisferner in den Oetztaler Alpen bei Vent in Aussicht genommen wurde, da dieser durch die sehr verdienstvollen Arbeiten von Herrn Professor H. Hess weitgehend erforscht ist.

Ich darf hier wohl erwähnen, daß in den Jahren 1922 und 1923 an anderer Stelle schon an die Ausführung von Gletschertiefenmessungen mit geophysikalischer Methode gedacht ist: nach einer kürzlich erfolgten freundlichen Mitteilung von Herrn Dr. L. Mintrop, Direktor der Seismos-Hannover, an Herrn Geh. Rat E. Wiechert bestanden damals zwischen Herrn Professor Finsterwalder, München und Herrn Dr. L. Mintrop Verhandlungen über die Abschätzung von Gletscherdicken mit seismischen Methoden. Auch während diesen Verhandlungen wurde der Hintereisferner aus oben genanntem Grunde für Eisdickenmessungen als besonders günstig betrachtet. Die Pläne von Herrn Professor Finsterwalder und Herrn Dr. Mintrop wurden seinerzeit vertagt.



An dieser Stelle möchte ich nicht versäumen, meinem sehr verehrten Lehrer, Herrn Geh. Rat Wiechert meinen wärmsten Dank auszusprechen für die Anregung und vielseitige Förderung dieser Arbeit. Ferner schulde ich besonderen Dank der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft, welche die finanzielle Unterstützung der Expedition übernahm.

Ort und Zeit der Untersuchungen. Das Beobachtungsfeld war der Hintereisferner im Gebiet der Oetztaler Alpen bei Vent. In Fig. 1 sei zur näheren Orientierung eine Skizze wiedergegeben, welche den untersuchten Gletscher im Zusammenhang mit seiner nächsten Umgebung zeigt.

Die Skizze ist ein Ausschnitt aus der Alpentouristenkarte: Oetztal und Stubai im Maßstabe 1 : 50 000, Bl. 4 zugrunde gelegt. Es sei noch bemerkt, daß das Dreieck in der linken unteren Ecke des Blattes den 3746 m hohen Gipfel der Weißkugel wiedergibt. Mein Standquartier war die Vernagt-Hütte bei der Hintergraselspitze (siehe rechte obere Ecke der Skizze in Fig. 1). Diese Hütte ist Eigentum der Sektion Würzburg im Deutschen und Österreichischen Alpenverein, welcher ich bestens danke für die gute und vergünstigte Aufnahme, die ich dort fand.

Obwohl in unmittelbarer Nähe der Hütte sich der Vernagt- und Guslarferner befinden, wurde auf Grund der Verhandlungen zwischen Herrn Professor Meinardus und Herrn Professor Hess der etwas entfernt gelegene Hintereisferner als Arbeitsgebiet gewählt, weil gerade hier Herr Professor Hess seine Dickenmessungen gemacht hat. Herr Professor Hess hat auf Grund der beobachteten Bewegungserscheinungen des Gletschers in Verbindung mit einigen schwierigen Bohrungen, die unter dem Gletscher gelegene Talform in ihrer maßlichen Gestalt durch Isohypsen dargestellt. Ich verweise auf die Arbeit von Herrn Professor Hess: „Der Hintereisferner 1893 bis 1922“. Ein Beitrag zur Lösung des Problems der Gletscherbewegung. Sie ist veröffentlicht in der Zeitschrift für Gletscherkunde (Bd. VIII, 1924).

Herrn Professor Hess schulde ich besten Dank für seine Unterstützung und Anteilnahme an dieser Arbeit.

Die Zeit der praktischen Arbeiten war von Anfang August bis Anfang September 1926.

Vorbemerkungen. Die von der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft unterstützten seismischen Forschungen der letzten Zeit von Herrn Geh. Rat Wiechert beschäftigen sich damit, Erschütterungswellen künstlicher Sprengungen zu untersuchen. Es lag somit nahe, diese Untersuchungen auf das Gletschereis auszudehnen. Während bei den eben genannten Forschungen Sprengungen der Industrie, insbesondere Steinbruchsprengungen, benutzt werden konnten, mußte ich eigens für meine Untersuchungen Sprengungen veranlassen. Es gelang, als Unternehmer dieser Sprengungen den Schießmeister A. Riml aus Sölden im Oetztal zu gewinnen, der sich seiner Aufgabe mit gutem Geschick



entledigte. Als Hilfskräfte standen mir zur Seite der Mechaniker F. Lenke aus Göttingen und zum Bohren der Sprenglöcher Herr J. Riml aus Sölden. Beiden danke ich für ihre gute Unterstützung.

**Ausführung der praktischen Untersuchungen.** Die Sprengungen. Zur Erzeugung der künstlichen Erschütterungswellen wurde Sicherheitssprengstoff Dynamon I angewendet, und zwar in Mengen von 25 g bis über 2000 g bei Entfernungen der Sprengstellen von 25 bis 2000 m. Die Sprengmassen verteilen sich auf die Entfernungen gemäß folgender Tabelle:

Entfernung	Sprengmassen	Entfernung	Sprengmassen
25 m	25 g	500 m	450 g
100 m	50 g	600 m	700 g
150 m	100 g	1200 m	1500 g
300 m	200 g	2000 m	2500 g

Da Sprengstoff eine kräftigere Wirkung hat, wenn er bei der Detonation Widerstand zu überwinden hat, wurde er in Bohrlöcher versenkt in Tiefen von 50 bis über 100 cm gemäß den Entfernungen. Die Bohrlöcher wurden nachdem mit Sand verdämmt und mit einem großen Stein verdeckt. So hatte ich außerdem die Gewähr, den für diese Untersuchungen belanglosen Luftschall auf ein Minimum herabgedrückt zu haben.

**Die Zündung.** Bei Sprengentfernungen unter 400 m konnte ich die elektrische Zündmethode verwenden, deren einfaches Prinzip in Fig. 2 deutlich gemacht wird.

Eine elektrische Batterie *E* speist einen Stromkreis, der den Beobachtungsort *B* mit dem Sprengort *Sp* verbindet. Am Sprengort ist eine Schleife des stromführenden Drahtes von besonders dünnem Material in die Sprengkapsel *K* so eingeführt, daß beim Schließen des Stromkreises durch Niederdrücken des Tasters *T* die Drahtschleife *S* durchschmilzt und die dabei entstehenden Funken die Sprengkapsel zur Explosion bringen.

Bei Entfernungen über 400 m versagte diese Sprengmethode, da der Stromverlust durch „Eisschluß“ zu groß wurde. Es war somit erforderlich, bei größeren Entfernungen zur Zündung mittels Zündschnur zu greifen. Jedoch hat sich auch dieses Verfahren als gut brauchbar erwiesen, da das von uns gebrauchte Zündschnurmateriale so sicher brannte, daß bei geeigneter Länge der Zündschnur der Sprengmoment fast auf eine Sekunde genau vorausberechnet werden konnte, so daß unnötig große Verluste des Registriermaterials vermieden wurden. Die genaue Sprengzeit wurde selbsttätig auf den Registrierfilm übertragen nach einem Verfahren, das weiter unten besprochen wird.

**Die Empfangsapparatur.** Herr Geh. Rat Wiechert stellte mir einen Vertikalseismographen und einen Mikrophonseismographen zur Verfügung, die

ich bei den Vorarbeiten im Geophysikalischen Institut Göttingen im Sommer 1926 für diese speziellen Eisuntersuchungen vorbereitete.

Eine besondere Schwierigkeit ergab sich beim Gebrauch dieser Instrumente auf dem Eise dadurch, daß ihr nicht unerhebliches Gewicht so stark auf die Auflageflächen drückte, daß diese fortgesetzt in das Eis hineintauten. So erfuhren die Seismographen Neigungen, die eine Neueinstellung der Instrumente innerhalb kurzer Zeiträume erforderlich machte.

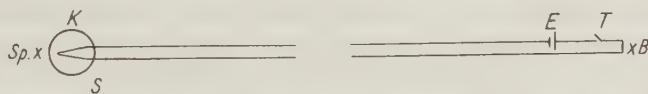


Fig. 2.

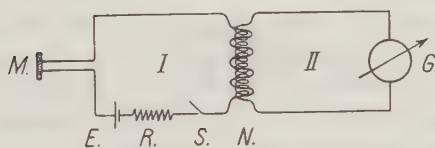


Fig. 3.

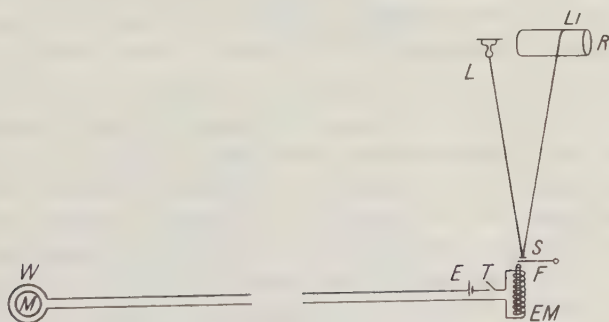


Fig. 4.

Der Vertikalseismograph war mit einer Glyzerindämpfung versehen, die sich schlecht bewährte, da die Temperatur in dem auf dem Eise stehenden Beobachtungszelte sich über Erwarten stark und plötzlich änderte, und das Glyzerin auf diese Temperaturschwankungen sehr störend reagierte. Darin ist der Grund zu sehen, daß in den weiter unten folgenden Seismogrammen die Dämpfung nicht immer gleich und in vielen Fällen zu klein ausgefallen ist. Es war schwer, die Dichteänderungen des Glyzerins durch Verstellung des Dämpfungkolbens in so schnellen Zeiträumen zu kompensieren.

Über das Prinzip des Vertikalseismographen brauche ich an dieser Stelle nicht zu berichten, da darüber in der Literatur von Herrn Geh. Rat Wiechert ausführlich gesprochen ist. Ich verweise besonders auf die „Theorie der automatischen Seismographen“ vom gleichen Verfasser. So kann ich nun zur Erklärung des Mikrophonseismographen übergehen.

Zur Erklärung der Wirkungsweise dieser Registriermethode sei in Fig. 3 ein Schaltschema wiedergegeben. Die Verbindung von Mikrophon und Seismograph ist bei dieser Apparatur so gegeben, daß die Eisbewegung durch den Seismographen entsprechend vergrößert auf das Mikrophon *M* übertragen wird, das in Reihe liegt mit einem Element *E* von etwa 1 Volt, einem regulierbaren Widerstand *R*, einem Schalter *S* und einer Spule *N*. Bewegungen der Mikrophonmembran haben eine Widerstandsänderung und damit Schwankungen der Stromstärke im Stromkreis *I* zur Folge, die auf das Spiegelgalvanometer im induktiv gekoppelten Stromkreis *II* einwirken.

Die Schwingungen des Seismographen und des Mikrophonseismographen (Galvanometer) wurden mittels Lichtzeiger auf das photographische Filmband eines Lichtschreibers übertragen, den mir Herr Dr. Mintrop in freundlicher Weise zur Verfügung stellte. Die Zeitmarkierung wurde selbsttätig auf das Filmband übertragen durch ein Pendel, welches das Licht einer kleinen Birne in der Sekunde 5 mal verdeckte. Herrn Dr. Mintrop schulde ich besonderen Dank, da er mir in gleicherweise einen Ablenkungsspiegel lieh; das ist eine Apparatur, welche selbsttätig den Sprengmoment auf das Filmband überträgt. Das Prinzip dieser Vorrichtung gibt die Skizze in Fig. 4 wieder.

Durch den Taster *T* kann ein Stromkreis geschlossen werden, der durch die Batterie *E* gespeist wird, in einigen Windungen *W* um die Sprengmasse *M* gelegt ist, und beim Beobachtungsort einen Elektromagneten *EM* in Tätigkeit setzt. Im Augenblick der Explosion der Sprengmasse *M* werden die Windungen *W* zerrissen und der Stromkreis wird damit geöffnet. Der stromlos gewordene Elektromagnet *EM* läßt eine Stahlfeder *F* zurückschnellen, wodurch der an dieser befindliche Spiegel *S* eine Ablenkung erfährt. Der Spiegel wirft das Bild einer Lampe *L* auf die Filmrolle *R*, auf welcher das Absetzen der registrierten Linie *Li* dem Sprengmoment entspricht.

Die Aufstellung der Empfangsapparatur erfolgte in einem lichtdichten Zelte. Da bei der Aufrichtung desselben auf dem Eise nicht die gebräuchlichen Pflöcke zum Spannen der Stricke verwendet werden konnten, weil sie bei dem erheblichen Zuge sogleich wieder herausschmelzen würden, mußten die Zeltstricke jeweils mit schweren Steinen gespannt werden. Außerdem war der Transport der empfindlichen Apparate auf dem schlüpfrigen Eise, zum Teil über Spalten, mit Gefahren verbunden. Aus diesen beiden Gründen sah ich mich veranlaßt, die Empfangsapparatur möglichst lange an einem einmal für gut befundenen Orte zu lassen und die Sprengstelle zu variieren.

Ich kann hier wohl erwähnen, daß nach dem Abbau des Zeltcs, welches etwa acht Tage an einem Orte stand, ein über 40 cm hoher Eissockel sich unter dem Zelte gebildet hatte. Das lichtdichte Zelt ließ die Sonnenstrahlung fast nicht durch und schützte das unter diesem befindliche Eis vor dem Wegtauen. Da dadurch der Raum unter dem Zelte immer enger wurde, mußte aus diesem Grunde das Zelt mitunter neu aufgestellt werden.

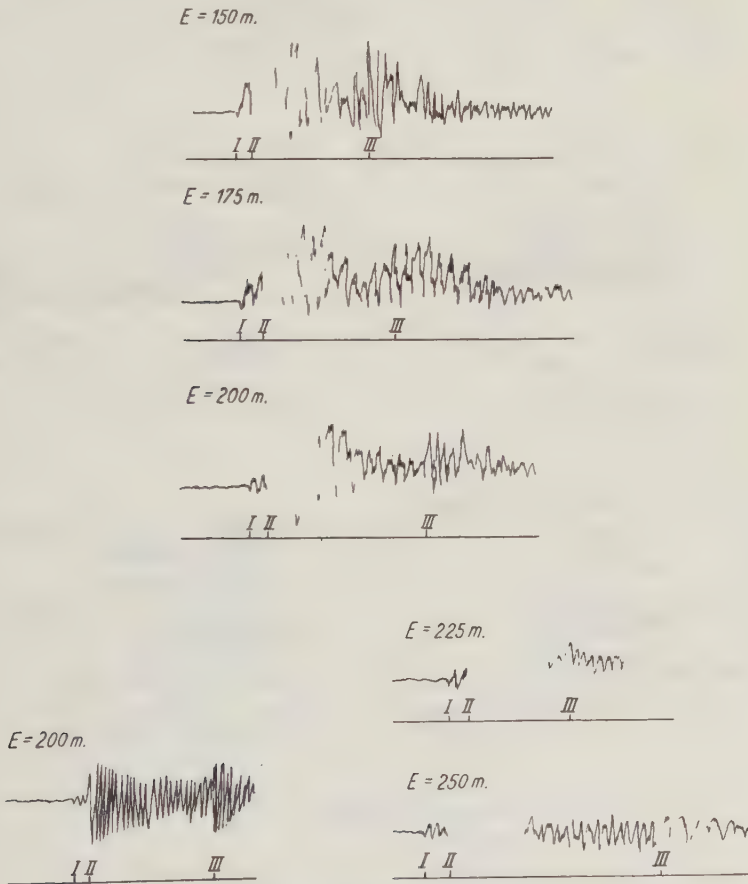


Fig. 5 a.

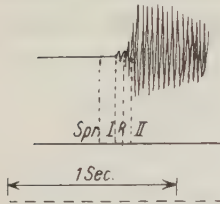
**Die Beobachtungsergebnisse.** Zur Untersuchung von Reflexionen bei seismischen Registrierungen ist die genaue Kenntnis der Wellengeschwindigkeiten, besonders die der longitudinalen Wellen, erforderlich. Meine erste Aufgabe bestand also darin, aus den Seismogrammen die Laufgeschwindigkeiten



$E=300m.$   $L_I=0,093\text{ Sec.}$   $T=173m.$

$L_{II}=0,183''$

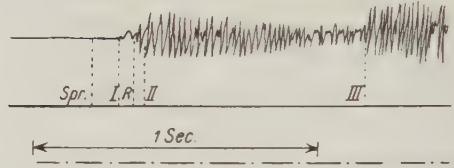
$L_R=0,140''$



$E=300m.$   $L_I=0,096\text{ Sec.}$   $T=180m.$

$L_{II}=0,184''$

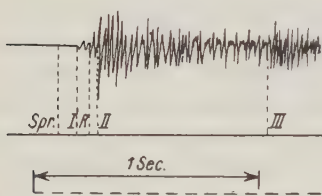
$L_R=0,146''$



$E=300m.$   $L_I=0,085\text{ Sec.}$   $T=180m.$

$L_{II}=0,180''$

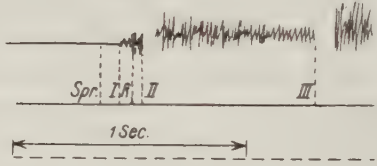
$L_R=0,135''$



$E=300m.$   $L_I=0,085\text{ Sec.}$   $T=180m.$

$L_{II}=0,180''$

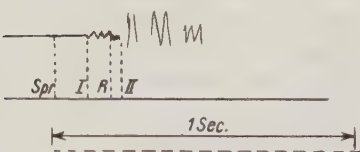
$L_R=0,136''$



$E=375m.$   $L_I=0,110\text{ Sec.}$   $T=254m.$

$L_{II}=0,222''$

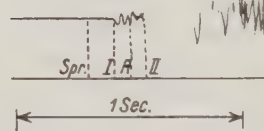
$L_R=0,186''$



$E=400m.$   $L_I=0,115\text{ Sec.}$   $T=250m.$

$L_{II}=0,250''$

$L_R=0,185''$



$E=400m.$   $L_I=0,115\text{ Sec.}$   $T=187m.$

$L_{II}=0,262''$

$L_R=0,160''$

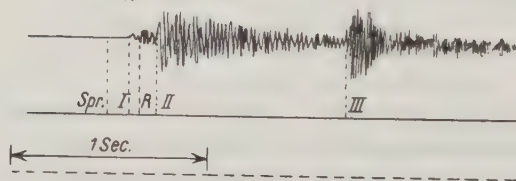
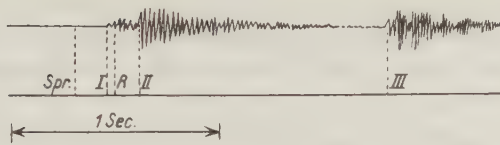


Fig. 5 b.

$$E = 500 m. \quad L_I = 0,150 \text{ Sec.} \quad T = 180 m.$$

$$L_{II} = 0,303 \text{ "}$$

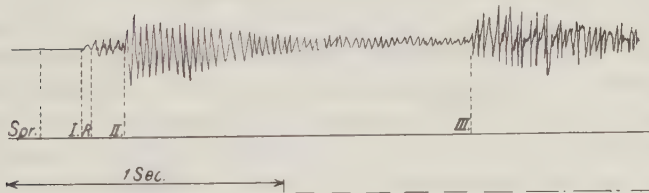
$$L_R = 0,185 \text{ "}$$



$$E = 500 m. \quad L_I = 0,146 \text{ Sec} \quad T = 200 m$$

$$L_{II} = 0,313 \text{ "}$$

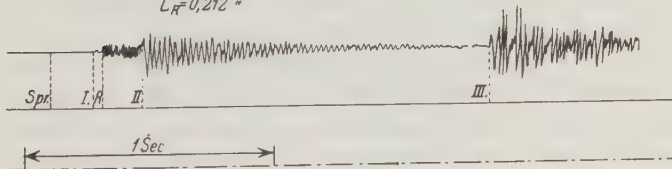
$$L_R = 0,186 \text{ "}$$



$$E = 600 m. \quad L_I = 0,173 \text{ Sec} \quad T = 206 m$$

$$L_{II} = 0,365 \text{ "}$$

$$L_R = 0,212 \text{ "}$$



$$E = 900 m. \quad L_I = 0,253 \text{ Sec.} \quad T = 225 m$$

$$L_{II} = 0,553 \text{ "}$$

$$L_R = 0,293 \text{ "}$$

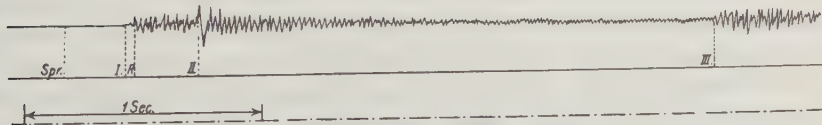


Fig. 5 b.

zu ermitteln. Ich lasse nun in Fig. 5 eine Reihe von typischen Seismogrammen folgen, welche ich bei meinen Versuchen von dem Vertikalseismographen erhielt.

Die Auswertung hat ergeben, daß die longitudinalen Wellen jeweils bei *I* und die transversalen Wellen bei *II* einsetzen (siehe Fig. 5a und 5b). Nebenbei sei bemerkt, daß bei *III* gegen Ende einiger Seismogramme der Luftschall aufgezeichnet wurde.

Fig. 6 gibt die Laufzeitkurven der ersten und zweiten Wellen mit  $L_I$  und  $L_{II}$  wieder.

Es ergeben sich folgende Laufgeschwindigkeiten:

Longitudinale Wellen . . . . .	$V = 3400 \text{ m/sec}$
Transversale „ . . . . .	$V = 1600 \text{ „}$

Eine nähere Betrachtung der Seismogramme in *Vb* zeigt, daß zwischen dem Einsatz der ersten und dem der zweiten Wellen bei *R* jeweils eine neue Wellenart beginnt. Das Charakteristische dieses Wellenzuges ist, abgesehen von der relativ größeren Unruhe gegenüber den ersten Wellen, daß mit größer werdender Sprengentfernung ihr Einsatz näher an den Einsatz der ersten Wellen rückt. Diese Erscheinung drückt sich in Fig. 6 so aus, daß die Laufzeitkurve der *R*-Wellen,  $L_R$ , sich mit zunehmender Abszisse an die Laufzeitkurve der ersten Wellen asymptotisch nähert.

Die Vermutung, daß in diesen Wellen die an der unteren Grenzfläche des Eises einmal reflektierten Erschütterungswellen zu betrachten sind, findet seine Bestätigung durch Überlegungen, welche sich an Fig. 7 anschließen.

Mit  $SS'S''$  und  $T'T''$  sei die zunächst parallel gedachte obere und untere Grenzfläche einer Eisschicht im vertikalen Schnitt dargestellt. Der Weg der longitudinalen Wellen sei für zwei Sprengentfernungen von 300 m mit  $SS' = L'_1$  und 900 m mit  $SS'' = L'_2$  angegeben. Es ist dabei die vereinfachte Annahme gemacht, daß die Wellen längs der Oberfläche verlaufen. Wie bekannt, treffen die jeweils einmal an der unteren Grenzfläche reflektierten Wellen so in  $S'$  und  $S''$  ein, als kämen sie von einem Punkte  $S^*$ , der ebenso weit senkrecht unter der reflektierenden Fläche  $T'T''$  liegt, wie der Sprengort  $S$  darüber. Die Wege der *R*-Wellen ergeben sich mit  $SR'S' = R'$  und  $SR''S'' = R''$ .

Die Differenz der ersten und der *R*-Wellen ist sowohl für die Sprengentfernung 900 m, wie für die von 300 m gebildet und in den Strecken *a* und *b* dargestellt. Wir werden wieder auf die oben beobachtete Erscheinung geführt: *a* kleiner als *b*, d. h. mit zunehmender Sprengentfernung wird die Differenz der ersten und der reflektierten Wellenwege kleiner. Daß die in Fig. 6 die dem Einsetzen der *R*-Wellen entsprechenden kleinen Kreise von der Laufzeitkurve  $L_R$  zum Teil nicht unwesentlich abweichen, findet seine Erklärung darin, daß die Tiefen an den Beobachtungsorten verschieden sind.

Ehe ich in der Besprechung weitergehe, möchte ich noch eine Bemerkung zu Fig. 5a machen. Es sind hier Seismogramme dargestellt, die bei kleineren Entfernungen der Sprengstellen erhalten sind. Die Bodenbewegung war bei diesen so stark, und damit die Bewegung des von dem Spiegel des Seismographen ausgehenden Lichtstrahles so schnell, daß die photographische Schicht auf dem Registrierfilm die ersten Wellenzüge der zweiten Wellen nicht mehr aufgenommen hat. Sie fehlen in diesen Seismogrammen.

Fig. 5a und 5b gibt typische, zum Teil stark verkleinerte Seismogramme wieder, während die Auswertungsergebnisse des gesamten Kurvenmaterials umstehende Tabelle zeigt.

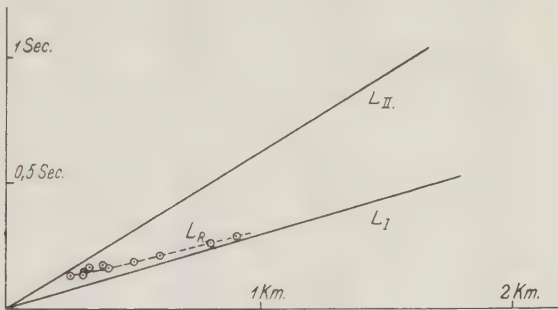


Fig. 6.

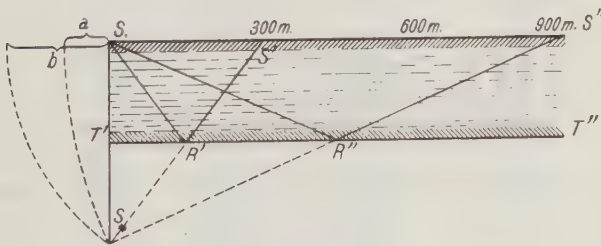



Fig. 7.

Zur weiteren Erklärung der Reflexionen sei auf Fig. 8 verwiesen. Sie stellt einen vertikalen Schnitt durch den Gletscher in einer von mir durchgemessenen Linie von über  $1\frac{1}{2}$  km Länge dar.

Mit  $OO$  sei die Oberfläche des Gletschers dargestellt und mit  $UU$  die untere Grenzfläche gegen den Felsen. Dieses sind die Grenzflächen, wie sie jetzt, Sommer 1926, sind. Die Daten sind mir freundlicherweise von Herrn Prof. H. Hess zur Verfügung gestellt worden. Herr Prof. Hess hat dieses Längsprofil des Instrumentenstandortes für das Jahr 1926 konstruiert unter



Nr.	Entfernung in Meter	Laufzeiten in Sekunden			Tiefe in Meter
		$L_I$	$L_{II}$	$L_R$	
1	25	0.006	0.014	—	—
2	50	—	0.030	—	—
3	50	0.010	—	—	—
4	75	0.023	0.045	—	—
5	100	—	0.064	—	—
6	100	0.027	0.060	—	—
7	125	0.040	0.075	—	—
8	125	0.036	0.075	—	—
9	150	0.047	0.090	—	—
10	150	0.040	0.090	—	—
11	175	0.050	0.105	—	—
12	200	0.055	0.120	—	—
13	200	0.060	0.122	—	—
14	200	0.060	0.120	—	—
15	200	0.057	0.120	—	—
16	200	0.061	0.124	—	—
17	200	—	0.110	—	—
18	225	0.070	—	—	—
19	250	0.071	0.153	—	—
20	250	0.063	0.160	—	—
21	250	0.080	0.170	0.130	182
22	275	0.075	0.169	—	—
23	280	—	0.170	—	—
24	300	0.085	0.180	0.135	180
25	300	0.087	0.183	—	—
26	300	0.085	0.180	0.136	180
27	300	0.093	0.183	0.140	173
28	300	0.087	0.185	—	—
29	300	0.086	0.184	—	—
30	300	0.091	0.185	—	—
31	300	0.090	0.187	—	—
32	300	0.082	0.185	—	—
33	300	0.091	0.182	—	—
34	300	0.082	0.185	—	—
35	300	0.082	0.185	—	—
36	325	0.098	0.200	0.165	250
37	375	0.110	0.222	0.186	254
38	400	0.115	0.250	0.185	250
39	400	0.115	0.250	0.160	187
40	425	—	0.260	—	—
41	475	0.145	0.290	—	—
42	500	0.169	0.310	—	—
43	500	0.150	0.310	0.185	180
44	500	0.146	0.313	0.186	200
45	500	0.154	0.310	0.190	180
46	500	0.144	0.310	0.186	180
47	500	0.144	0.310	—	—
48	600	0.175	0.365	0.212	206
49	600	0.180	0.370	—	—
50	700	0.209	0.430	—	—
51	700	0.209	0.430	—	—
52	800	0.230	0.500	0.263	218
53	900	0.253	0.563	0.293	225
54	1200	—	0.740	—	—
55	2000	—	1.250	—	—

Benutzung seiner schon oben genannten Arbeit: Der Hintereisferner 1893–1922. Das Längsprofil in Fig. 8 liegt ungefähr in der Mitte zwischen den Strömungslinien 6 und 7 auf Taf. IV der Hessschen Arbeit. Der Instrumentenstandort war nacheinander in  $B'$  und  $B''$ . Die Sprengstellen sind durch die Zeichen 

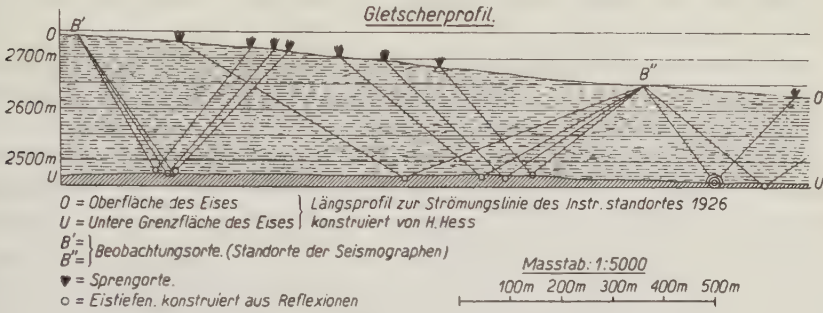


Fig. 8.

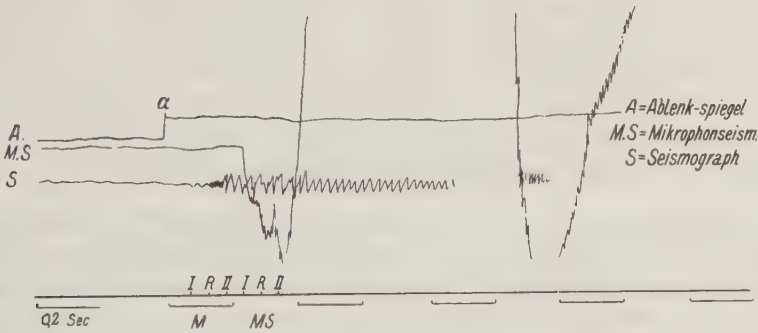


Fig. 9.

kenntlich gemacht. Aus den Seismogrammen sind die Tiefen berechnet nach den Formeln

$$T_1 = \frac{\sqrt{R'^2 - L_1'^2}}{2},$$

$$T_2 = \frac{\sqrt{R''^2 - L_2'^2}}{2},$$

...

welche sich aus den Dreiecken  $SS'S'$  und  $SS'S''$  in Fig. 7 ergeben.

Die erhaltenen Tiefen sind in Fig. 4 durch die kleinen Kreise eingetragen. Die Wege der reflektierten Wellen, wie sie für die Berechnung zugrunde gelegt wurden, sind in der Figur eingezeichnet. Sie entsprechen einer Parallelität der Grenzflächen. Daß die Begrenzungsflächen hier etwas gegeneinander

geneigt sind, hat einen unwesentlichen Fehler zur Folge. Da die von mir gefundenen Tiefen nicht wesentlich von der von Herrn Prof. Hess gefundenen Tiefenlinie abweichen, ist die Brauchbarkeit der seismischen Methode zur Dickenbestimmung von Eisschichten erwiesen.

Daß auch der Mikrophonseismograph zu gleichem Zwecke gut brauchbar ist, zeigt das Diagramm in Fig. 9.

Auf demselben Registrierfilm ist das Diagramm des Vertikalseismographen mit *S* dargestellt und das des Mikrophonseismographen mit *MS*. Die Linie *A* ist durch den Ablenkungswinkel aufgezeichnet und man bemerkt in ihrem Verlauf bei *a* den Sprengmoment, wie er ohne Anrechnung der Parallaxe auf dem Filmbande erscheint. Es erscheint die Eisbewegung durch den Mikrophonseismographen bedeutend stärker vergrößert, und zwar so, daß der Parallaxe zufolge der erste Einsatz (*I*) gegenüber dem der Aufzeichnung des Seismographen seitlich verschoben ist, sich aber im übrigen die mit *I*, *R* und *II* bezeichneten Wellenarten in beiden Seismogrammen genau einander entsprechen. Auch dieser gibt die Einzelheiten befriedigend wieder. Ich habe mich bei diesen Untersuchungen darauf beschränkt, zu zeigen, daß der Mikrophonseismograph auch für seismische Messungen zu verwenden ist. Dagegen habe ich nicht die ganzen Meßreihen mit ihm ausgeführt, weil es, wie oben schon bemerkt wurde, außerordentlich schwierig und zeitraubend war, den Lichtpunkt von zwei Seismographen und den des Ablenkungsspiegels auf dasselbe Filmband zu bringen und darauf zu behalten. Wie gesagt, hat das Eintauen der Apparate ein ständiges Verlagern des Lichtpunktes zur Folge.

**Zusammenfassung.** Mit einem Vertikalseismographen und einem Mikrophonseismographen, beide mit optischer Registrierung, wurden auf dem Hintereisferner in den Oetztaler Alpen Erschütterungswellen registriert, welche mittels Sprengungen in Entfernungen von 25 m bis 2 km erzeugt wurden. Es konnte die Laufgeschwindigkeit der longitudinalen Wellen ermittelt werden zu 3400 m/sec und die der transversalen Wellen zu 1600 m/sec.

In zahlreichen Fällen und in Entfernungen von 250 bis 1200 m wurden Reflexionen an der unteren Grenzfläche des Gletschereises erhalten.

Unter Benutzung dieser Reflexionen konnte auf einer über  $1\frac{1}{2}$  km langen Linie die Tiefen berechnet und das Profil gezeichnet werden. Das gleiche Profil ist von Herrn Prof. Hess durch ein anderes Verfahren konstruiert.

Der Vergleich beider zeigt die Brauchbarkeit und Zuverlässigkeit der neuen seismischen Methoden zur Tiefenbestimmung von Gletschereis.

---

## Die Zähigkeit des Magmas.

Von B. Meyermann.

Die nachfolgende Überlegung kann vielleicht in Verbindung mit anderen Überlegungen und Beobachtungen zu einer brauchbaren Abschätzung der Viskosität des Magmas führen.

Den Körper der Erde denken wir uns aufgebaut aus dem die Hauptmasse der Erde enthaltenden Kerne und der vielleicht nicht ganz 100 km dicken Kruste. Beide sind getrennt durch eine möglicherweise nur wenige Kilometer dicke zähflüssige Schicht. Für die Viskosität dieser Schicht läßt sich ein Ausdruck aufstellen, der den Faktor der inneren Reibung als Funktion zweier Größen angibt, welche sich ungefähr abschätzen lassen. Die Rotation der Erde wird gebremst durch die Flutreibung. Diese bewirkt, daß das laufende Jahrhundert um etwa 70 Sekunden länger ist als das vorhergehende. Die bremsende Kraft der Flutreibung greift an der Erdkruste an, die Wirkung wird daher von der Kruste auf den Kern übertragen durch die Zähigkeit der Schicht zwischen Kruste und Kern. Hierbei muß eine Westdrift der Kruste über den Kern hinweg auftreten (vgl. Naturwissenschaften 1926, Heft 12), die abhängig ist von der Viskosität und der Dicke der Zwischenschicht.

Ist  $\mu$  der Zähigkeitsfaktor der Zwischenschicht,  $r$  der Radius des Kernes,  $\Delta$  die Dicke der Zwischenschicht,  $D$  die Drift der Kruste über den Kern, so ist das Drehmoment, das von einer Zone mit der geographischen Breite  $\varphi$  und der linearen Breite  $d\varphi$  auf den Kern übertragen wird,

$$M_{\varphi} = 2 \cdot r \cdot \cos \varphi \pi \cdot r d\varphi \cdot r \cdot \cos \varphi \cdot D \cdot r \cdot \cos \varphi \cdot \frac{\mu}{\Delta}.$$

Das Gesamtmoment ist daher

$$\frac{4\pi D}{\Delta} \cdot \mu \cdot r^4 \cdot \int_0^{\pi/2} \cos^3 \varphi d\varphi = \frac{8 \cdot \pi \cdot D \cdot r^4 \cdot \mu}{3 \cdot \Delta} = M.$$

Dieses Moment bewirkt eine Beschleunigung von  $b$  des Trägheitsmomentes  $T$  der Erde; es ist daher, da Trägheitskräfte nicht berücksichtigt zu werden brauchen,  $M = T \cdot b$ . Daraus folgt

$$\mu = \frac{T \cdot b \cdot 3 \cdot \Delta}{8 \cdot \pi \cdot D \cdot r^4} = \frac{8 \cdot \pi \cdot r^5 \cdot \varphi \cdot b \cdot 3 \cdot \Delta}{15 \cdot 8 \cdot \pi \cdot D \cdot r^4}.$$



Hierin ist  $\varrho = 5.3$ ,  $r = 6.3 \cdot 10^8$ ,  $b = \frac{2.70.15}{206\,265 \cdot (100.365.86\,400)^2}$ ,  $\mathcal{A}$  in Kilometern gibt den Faktor  $10^5$ ,  $D$  in Graden pro anno den Faktor  $\frac{1}{57.365.86\,400}$ .  
Damit ergibt sich der Wert  $\mu = \frac{120 \cdot \mathcal{A}}{D}$ .

Für  $D$  sind wir in der Lage, einen genäherten Wert angeben zu können. In den Elementen des Erdmagnetismus tritt eine Periode von 270 Jahren auf und ebenso in der Schwankung der Tageslänge (Naturwissenschaften 1926, Heft 12). Aus beiden Erscheinungen kann man schließen, daß die Erdkruste in etwa 270 Jahren einen Umlauf relativ zum Kerne ausführt. Damit wäre  $D = 1.34$  und es wird  $\mu = 90 \cdot \mathcal{A}^*)$ .

Für  $\mathcal{A}$  kann man vielleicht den Wert 10 km setzen und würde dann erhalten  $\mu = 900$ .

In diesem Falle ergäbe sich also, daß das Material der Zwischenschicht 21 mal dickflüssiger ist als Glycerin bei 0°. Bei der Beurteilung der Größenordnung dieses Wertes und einem Vergleich mit den Koeffizienten anderer im Laboratorium untersuchter Stoffe ist zu berücksichtigen, daß es sich hier um sehr langsam vor sich gehende Verschiebungen handelt, und daß in der Zwischenschicht sehr hohe Drucke und Temperaturen herrschen.

Die obige rohe Abschätzung liefert offenbar plausible Werte und es ist daher wohl möglich, daß der hier angegebene Weg in Verbindung mit anderen Beobachtungen eine genauere Bestimmung der Viskosität des Magmas gestattet.

---

\*) Für  $\mathcal{A}$  ist hier ein mittlerer Wert angenommen, was unbedenklich geschehen kann, obschon die Kontinentalschollen weit mächtiger sind als die Erdkruste unter den großen Ozeanen, wenn man den Erdkern als Rotationsfigur annimmt. Ist diese Annahme unzutreffend, so ändert sich der obige Ausdruck für  $M$ , da  $\mathcal{A}$  dann zeitlich für jeden Punkt veränderlich ist. Da  $M$  konstant ist, muß sich dann  $D$  ändern, d. h. es müssen scheinbare Schwankungen in der Rotation der Erde auftreten, wie sie auch tatsächlich beobachtet worden sind. Ist der oben benutzte Wert von  $D$  richtig, so betragen die beobachteten  $\frac{d\mathcal{A}}{\mathcal{A}}$  bis zu 0.6 Proz.

Göttingen, 21. April 1927.

---

## Über die größte mögliche Schwankung der Schwereintensität und die Dichte eines engmaschigen Netzes von Pendelstationen\*).

Von Karl Jung. — (Mit sieben Abbildungen.)

Die Pendelmessungen von Berroth über dem Salzhorst Oldau-Hambühren zeigen die Möglichkeit der genaueren Vermessung eines Gebietes mit einem engmaschigen Netz von Pendelstationen. Während bei großen Stationsabständen Untersuchungen über die notwendige Dichte des Stationsnetzes eine geringe Rolle spielen, sind bei kleinen Abständen derartige Überlegungen wichtig, um unnötige Arbeit zu sparen. — In zwei Stationen  $B_1$  und  $B_2$  sei die Schwere gemessen. Zwischen  $B_1$  und  $B_2$  kann die Schwere nicht um beliebige Beträge von den in diesen Stationen gemessenen Werten abweichen, da die Einbettungen nur endliche Dichteunterschiede gegen ihre Umgebung haben und der Verlauf der Schwere stetig ist. Für den Fall, daß die Schwere in  $B_1$  gleich der in  $B_2$  ist, wird die größte mögliche Schwankung der Schwereintensität zwischen  $B_1$  und  $B_2$  unter Annahme „zweidimensionaler“ Massenarrangements berechnet, abhängig von den Tiefen  $t$  und  $T$ , zwischen denen sich die Einbettung erstreckt. Auch die Massenarrangements, die diese Schwankung verursacht, wird angegeben. Aus den Ergebnissen wird die Mindestentfernung bestimmt, die die Stationen  $B_1$  und  $B_2$  haben müssen, damit die Schwankung der Schwereintensität im Intervall  $B_1 B_2$  die Genauigkeit des Pendels erreicht. Erst von dieser Entfernung an hat es Sinn, Zwischenstationen einzulegen.

### A. Fragestellung.

Bisher waren die Arbeitsgebiete des Pendels und der Drehwage so verteilt, daß dem Pendel in weitmaschigen Stationsnetzen mit Abständen von mehreren Kilometern Entfernung die Bestimmung der Intensität im großen zukam, während die Drehwage in Abständen von höchstens einigen hundert Metern die Bestimmung der Schweregradienten vornahm und so der Vermessung im kleinen diene, insbesondere praktischen Zwecken, z. B. der Auffindung nutzbarer Lagerstätten. In letzter Zeit jedoch tauchen Fragen auf, die die Verwendung des Pendels in engmaschigen Stationsnetzen teils notwendig machen, teils als der Anwendung der Drehwage ebenbürtig, wenn nicht gar überlegen erscheinen lassen.

Eine während der Abfassung der vorliegenden Arbeit erschienene Veröffentlichung von Berroth<sup>1)</sup> zeigt, daß das Pendel zur Vermessung eines Salzhorstes durchaus geeignet ist. Überlegen ist es der Drehwage, wenn eine Schwereänderung mit einem kleinen Gradienten sich über ein größeres Gebiet erstreckt. So ist z. B. aus Amerika ein Fall bekannt, in dem auf eine Entfernung von 30 km eine Schweredifferenz von  $10 \cdot 10^{-3}$  cgs/Einheiten festgestellt ist. Da die Genauigkeit des Pendels bis zu  $1 \cdot 10^{-3}$  cgs/Einheiten beträgt, ist diese Schweredifferenz leicht zu messen. Der Gradient von etwa  $3.3 \cdot 10^{-9}$  cgs/Einheiten liegt zwar noch über der Genauigkeitsgrenze der Drehwage — etwa  $1 \cdot 10^{-9}$  cgs/Einheiten —; da aber die nur ungenau fest-

\*) Die vorliegende Arbeit ist ein Teil einer Dissertation, die im Geodätischen Institut zu Potsdam auf Anregung von Herrn Prof. Angenheister entstanden ist.

stellbaren Geländekorrekturen den zehnfachen Betrag erreichen können und das Ergebnis stark fälschen, ist eine Vermessung dieses großen Gebiets mit der Drehwage als aussichtslos zu betrachten.

Allein verwendbar ist das Pendel bei Schweremessungen auf der See, da man die Drehwage bekanntlich nur auf festem Boden anwenden kann. Die Schweremessungen mit dem Pendel geben, wie v. Meinesz<sup>2)</sup> gezeigt hat, die Schwereintensität auf 4 bis  $5 \cdot 10^{-3}$  cgs/Einheiten genau an, also nur wenig ungenauer als auf dem Lande. Wegen des großen Dichteunterschiedes zwischen dem Meerwasser und den Gesteinen am Grunde des Ozeans sind verhältnismäßig große Schweredifferenzen zu erwarten, und deshalb ist selbst eine Vermessung im kleinen nicht als aussichtslos zu betrachten. Eine solche Vermessung kann einerseits bei bekanntem Dichteunterschied zur genaueren Bestimmung des Bodenreliefs nützlich sein, andererseits kann versucht werden, bei bekanntem Bodenrelief die Dichte des Ozeanbodens zu ermitteln, ein Problem, das für die Theorie der Kontinentalverschiebung und der Isostasie von Wichtigkeit ist und das nur durch eine Fernmethode gelöst werden kann, da man bei Lotungen nur Proben der allerobersten Sedimentschicht erhält.

Bei den weitmaschigen Stationsnetzen spielen Überlegungen über den Stationsabstand eine untergeordnete Rolle. Bei engmaschigen Netzen dagegen sind derartige Betrachtungen notwendig, um unnötige Arbeit zu vermeiden. Da die Schwere als erster Differentialquotient des Schwerepotentials überall stetig ist und die Dichteunterschiede in ihrem Betrag beschränkt sind, können zwischen je zwei Stationen keine beliebig großen Schwankungen der Schwereintensität vorkommen. Der mögliche Betrag der Schwankung zwischen zwei bereits vermessenen Pendelstationen ist proportional dem Dichteunterschied der die Schwankung verursachenden Masseneinbettung gegen ihre Umgebung und proportional der Entfernung der beiden Stationen, wie weiterhin gezeigt werden soll. Liegen die Stationen bereits so dicht, daß die Schwankungen unter der Genauigkeit des Pendels bleiben, so ist es sinnlos und bedeutet eine Verschwendung von Zeit und Arbeit, wenn man Zwischenstationen einlegt.

So ergibt sich die Notwendigkeit, Betrachtungen über die größte mögliche Schwankung der Schwereintensität zwischen zwei Stationen anzustellen. Kann man eine bestimmte Tiefe angeben, bis zu der keine Masseneinbettungen vorkommen, und eine Tiefe, bis zu der sie hinabreichen, so braucht man nur mit geringeren Schwankungen zu rechnen, kommt also mit einem weitmaschigeren Stationsnetz aus, als wenn man gar nichts über die Masseneinbettungen aussagen kann. So ergibt sich die Frage nach der größten möglichen Schwankung der Schwereintensität zwischen den vermessenen Stationen, nach der Massen-anordnung, die diese Schwankung verursacht, und nach der Antwort auf diese beiden Fragen, wenn die beiden Tiefen bekannt sind, zwischen denen sich die Einbettung erstreckt.

Daß unter einfachen Annahmen eine strenge mathematische Lösung dieser Fragen möglich ist, sollen die folgenden Ausführungen zeigen.

## B. Theoretische Untersuchungen.

**I. Definition und vereinfachende Annahmen.** In den Stationen  $B_1$  und  $B_2$  sei die Schwereintensität gemessen. Sie werde mit  $S_{B_1}$  und  $S_{B_2}$  bezeichnet.  $A$  sei der Punkt im Intervall  $B_1 B_2$ , in dem die Schwereintensität den größten Betrag aufweist.  $A$  kann zwischen  $B_1$  und  $B_2$  liegen oder mit einem dieser Punkte zusammenfallen. Unter Schwankung sei die Differenz zwischen der Schwere in  $A$  ( $S_A$ ) und dem arithmetischen Mittel von  $S_{B_1}$  und  $S_{B_2}$  verstanden. Es ist demnach zu untersuchen, bei welcher Massenanordnung die Differenz  $S_A - \frac{S_{B_1} + S_{B_2}}{2}$  den größten möglichen Betrag erreicht und wie hoch dieser Betrag ist.

In dieser allgemeinen Form ist das Problem der mathematischen Behandlung schwer zugänglich. Deshalb werden vereinfachende Annahmen gemacht.

1. Die Erdoberfläche wird als eine Ebene angesehen. Es werden somit alle Einflüsse des Terrains als bereits wegkorrigiert angenommen, und die Gültigkeit der folgenden Untersuchungen werden auf den Bereich beschränkt, in dem man von der Krümmung der Erdoberfläche absehen kann. Die Annahme der Erdoberfläche als Ebene und der Erde als Halbraum läßt unendlich große Massenanordnungen zu. Da selbst sehr weit entfernte Masseneinbettungen, wenn sie nur hinreichend groß sind, erhebliche Wirkung auf die Differenz  $S_A - \frac{S_{B_1} + S_{B_2}}{2}$  haben können, ist diese Annahme nicht ohne Einfluß auf das Resultat. Daß sie im vorliegenden Falle die praktische Verwendbarkeit der Resultate nicht beeinträchtigt, wird sich später zeigen.

2. Die Erde und die Masseneinbettung werden homogen vorausgesetzt, so daß nur ein Dichteunterschied besteht. Kommen Einbettungen mit verschiedener Dichte vor, so gibt es mehrere Dichteunterschiede, und man kann je nach dem Ziel der Untersuchung einen mittleren oder den größten Dichteunterschied den Betrachtungen zugrunde legen.

Setzt man die Annahmen 1. und 2. voraus, so ist die ungestörte Schwere, d. h. die Schwere bei einer überall homogenen Erde, konstant. Bezeichnet man ihren Wert mit  $g$  und die Wirkung einer hinzukommenden Einbettung mit  $W$ , so folgt wegen  $S = g + W$ :

$$S - \frac{S_{B_1} + S_{B_2}}{2} = W - \frac{W_{B_1} + W_{B_2}}{2},$$

und es genügt also, die Wirkung der Einbettung allein zu betrachten.

3. Die Einbettung möge einfach zusammenhängend sein.

4. Es werden nur sogenannte „zweidimensionale“ Probleme behandelt. Die Einbettung möge die Form eines horizontal gelagerten Zylinders mit zunächst beliebigem Querschnitt haben, der sich nach beiden Seiten ins Un-



endliche erstreckt. Die Wirkung solcher Massenanordnungen ist von einer der horizontalen Koordinaten unabhängig, und es genügt, den Querschnitt der Einbettung zu betrachten. Hierdurch wird eine wesentliche Erleichterung der mathematischen Behandlung erzielt.

5. Die Punkte  $B_1$  und  $B_2$  mögen auf der eben gedachten Erdoberfläche in ein und derselben Querschnittsebene liegen, d. h. ihre Verbindungslinie steht auf der Längsrichtung der Einbettung senkrecht.

6. Der Querschnitt soll von keiner zur Erdoberfläche parallelen Geraden mehr als einmal durchdrungen werden.

7. Um eine weitere Vereinfachung zu erreichen, wird angenommen, daß die in  $B_1$  und  $B_2$  gemessenen Beträge der Schwereintensität gleich sind,  $S_{B_1} = S_{B_2}$ ,  $W_{B_1} = W_{B_2}$ . Unter dieser Annahme ist  $W_A = \frac{W_{B_1} + W_{B_2}}{2} = W_A - W_{B_1}$ , und  $A$  liegt zwischen  $B_1$  und  $B_2$ , wenn die Schwere im Intervall nicht konstant ist. Diese sehr einschneidende Bedingung ist selten in der Praxis erfüllt. Da jedoch oft nur Abschätzungen nötig sind, mag in vielen Fällen die strenge Lösung dieses einfachsten Problems genügen.

**II. Der mathematische Ansatz, Aufstellung des Variationsproblems.** Die ungestörte Schwere im Punkt  $P$  werde durch den Vektor  $g$  (Fig. 1) mit dem Absolutbetrag  $g$  dargestellt, der rechtwinklig zur Erdoberfläche nach unten zeigt. Die punktförmige Einbettung  $M$  möge die Anziehung  $a$  auf den Punkt  $P$  ausüben.  $a$  wird dargestellt durch einen Vektor mit dem Absolutbetrag  $a$ , ausgehend von  $P$  in der Richtung  $PM$ . Wirksam ist dann die Resultante  $r = g + a$ . Ihren Absolutbetrag  $r$  mißt man mit dem Pendel.

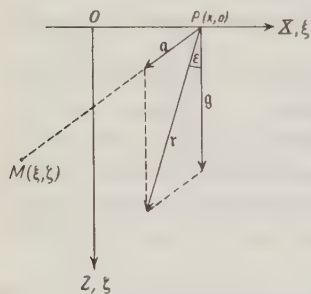


Fig. 1.

$W_P$  bezeichnet die Wirkung, die das Hinzutreten des Massenüberschusses in  $M$  auf das Resultat der Pendelmessung ausübt. Es ist also  $W_P = r - g$ .

Legt man die  $Z$ -Achse eines rechtwinkligen Koordinatensystems parallel zum Vektor  $g$  und die  $X$ -Achse so, daß  $g$  und  $a$  in einer zur  $XZ$ -Ebene parallelen Ebene liegen, so gilt für die Komponenten von  $g$ ,  $a$  und  $r$

$$g_x = 0, g_y = 0, g_z = g; \quad a_x = 0, a_y = 0, a_z = a.$$

Es ist  $r = r_z \cdot \frac{1}{\cos \varepsilon}$ , wobei  $\varepsilon$  den Winkel zwischen  $r$  und  $g$  bedeutet. Nun ist  $r_z = g + a_z$ , also  $r = \frac{1}{\cos \varepsilon} (g + a_z)$ .  $\varepsilon$  ist sehr klein. Man kann  $\cos \varepsilon = 1$  setzen und erhält  $r = g + a_z$ ,  $W_P = a_z$ .

$U$  sei das Potential der von der Einbettung in  $M$  verursachten Anziehung. Dann ist

$$W = a_z = \frac{\partial U}{\partial z}.$$

Bei dem vorliegenden zweidimensionalen Problem legt man die  $X$ -Achse des rechtwinkligen Koordinatensystems zweckmäßig in die Verbindungslinie der Punkte  $B_1$  und  $B_2$ . Die  $Z$ -Achse zeigt im Mittelpunkt  $O$  der Strecke  $B_1 B_2$  rechtwinklig zur Erdoberfläche nach unten, während die  $Y$ -Achse in der Erdoberfläche parallel zum Streichen der Einbettung liegt. Alsdann sind alle Wirkungen von der  $Y$ -Koordinate unabhängig.

Bei zweidimensionalen Problemen tritt an die Stelle des Newtonschen Potentials  $\frac{1}{R}$  das „logarithmische“ Potential  $2 \ln \frac{1}{R}$ . Die Wirkung einer solchen „zweidimensionalen“ Massenordnung, bei der jeder Punkt des Querschnittes als Spur einer mit Masse belegten nach beiden Richtungen ins Unendliche erstreckten Geraden aufzufassen ist, darf nicht verwechselt werden mit der Wirkung einer Flächenbelegung, bei der jeder Punkt der Fläche nichts anderes repräsentiert als sich selbst. Das drückt sich in dem anderen Potential und Anziehungsgesetz aus.

Es mögen  $(\xi, \zeta)$  die Koordinaten der Spur  $M$  der den Querschnitt senkrecht durchsetzenden Massenlinie sein,  $(x, 0)$  die Koordinaten des Aufpunktes  $P$ . Ferner sei  $\varrho_P = \sqrt{(\xi - x)^2 + \zeta^2}$  der Abstand des Aufpunktes  $P$  vom Punkt  $M$ , und es mögen  $\gamma$  die Gravitationskonstante ( $= \frac{200}{3} \cdot 10^{-9}$  cgs/Einheiten) und  $\sigma$  den Dichteunterschied der Einbettung gegen ihre Umgebung bedeuten. Dann ist

$$U = 2\gamma\sigma \iint_F \ln \frac{1}{\varrho_P} d\xi d\zeta,$$

wobei über den Querschnitt  $F$  zu integrieren ist.

Hieraus folgt

$$W_P = \frac{\partial U}{\partial z} = 2\gamma\sigma \iint_F \frac{\xi d\xi d\zeta}{\varrho_P^2} = 2\gamma\sigma \iint_F \frac{\xi d\xi d\zeta}{(\xi - x)^2 + \zeta^2}.$$

Wendet man diese Formel auf die Punkte  $A(a, 0)$ ,  $B_1(b, 0)$  und  $B_2(-b, 0)$  an, so erhält man das folgende Variationsproblem:

$$W_A - W_{B_1} = 2\gamma\sigma \iint_F f d\xi d\zeta = \max. \dots \dots \dots (1)$$

mit der Nebenbedingung

$$W_{B_1} - W_{B_2} = 2\gamma\sigma \iint_F g d\xi d\zeta = 0 \dots \dots \dots (2)$$



Die dritte Gleichung lautet:

$$\int_{\xi=t}^T d\xi \int_{\xi=\Xi_2}^{\Xi_1} \frac{\partial}{\partial a} f d\xi = 0 \dots \dots \dots (c)$$

Nun sind noch die Nebenbedingungen (2) und (3) zu berücksichtigen. Nach dem Verfahren von Lagrange erhält man das folgende Gleichungssystem:

$$f[\Xi_1(\xi), \xi, a] - \lambda \cdot g[\Xi_1(\xi), \xi] - \mu = 0 \dots \dots \dots (a)$$

$$f[\Xi_2(\xi), \xi, a] - \lambda \cdot g[\Xi_2(\xi), \xi] - \mu = 0 \dots \dots \dots (b)$$

$$\int_{\xi=t}^T d\xi \int_{\xi=\Xi_2(\xi)}^{\Xi_1(\xi)} \frac{\partial}{\partial a} f(\xi, \xi, a) d\xi = 0 \dots \dots \dots (c)$$

$$\int_{\xi=t}^T d\xi \int_{\xi=\Xi_2(\xi)}^{\Xi_1(\xi)} g(\xi, \xi) d\xi = 0 \dots \dots \dots (2)$$

$$\int_{\xi=t}^T d\xi \int_{\xi=\Xi_2(\xi)}^{\Xi_1(\xi)} d\xi = \text{const} \dots \dots \dots (3)$$

Gesucht sind die Funktionen  $\Xi_1(\xi)$  und  $\Xi_2(\xi)$ , ferner  $a$  und die Lagrangeschen Multiplikatoren  $\lambda$  und  $\mu$ . Die Konstante  $b$  und die Integrationsgrenzen  $t$  und  $T$  werden als bekannt vorausgesetzt.

Ist eine der Integrationsgrenzen oder sind beide unbekannt, so muß unter den Lösungen des eben formulierten Problems diejenige ausgesucht werden, die bei variabel gedachten Integrationsgrenzen das Integral (1) zum Maximum macht. Zu ihrer Bestimmung findet man unter Berücksichtigung der Nebenbedingungen die folgenden Gleichungen:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_{\xi=t}^T d\xi \int_{\xi=\Xi_2(\xi)}^{\Xi_1(\xi)} \{f(\xi, \xi, a) - \lambda \cdot g(\xi, \xi) - \mu\} d\xi \\ = - \int_{\xi=\Xi_2(t)}^{\Xi_1(t)} \{f(\xi, t, a) - \lambda \cdot g(\xi, t) - \mu\} d\xi = 0 \dots \dots (d) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial T} \int_{\xi=t}^T d\xi \int_{\xi=\Xi_2(\xi)}^{\Xi_1(\xi)} \{f(\xi, \xi, a) - \lambda \cdot g(\xi, \xi) - \mu\} d\xi \\ = \int_{\xi=\Xi_2(T)}^{\Xi_1(T)} \{f(\xi, T, a) - \lambda \cdot g(\xi, T) - \mu\} d\xi = 0 \dots \dots (e) \end{aligned}$$

Je nachdem, ob  $t$ ,  $T$  oder beide Integrationsgrenzen unbekannt sind, ist Gleichung (d), (e) oder sind beide den Gleichungen (a) bis (3) hinzuzufügen.



**III. Die Lösung des Variationsproblems.** a)  $t$ ,  $T$  und der Flächeninhalt sind gegeben. Die physikalische Natur der soeben formulierten Aufgabe läßt vermuten, daß die gesuchten Querschnitte symmetrisch zur  $Z$ -Achse, der Senkrechten in  $O$  sind. Alsdann ist  $\Xi_1(\xi) = -\Xi_2(\xi)$ , und aus Symmetriegründen fällt  $A$  mit  $O$  zusammen, so daß  $a = 0$  ist. In der Tat läßt sich zeigen, daß unter diesen Annahmen die Gleichungen (c) und (2) erfüllt sind, wenn man dem Multiplikator  $\lambda$  den Wert  $\frac{1}{2}$  gibt, und daß alsdann die Gleichungen (a) und (b) identisch werden. Aus (a) und (3) werden sodann die gesuchten Querschnitte bestimmt. Ferner kann gezeigt werden, daß bei diesen Querschnitten tatsächlich ein Maximum vorliegt, womit das Variationsproblem gelöst ist.

Für  $a = 0$  erhält man:

$$\begin{aligned} f(\Xi_1, \xi, 0) - \lambda \cdot g(\Xi_1, \xi) &= \xi \left\{ \frac{1}{\Xi_1^2 + \xi^2} - \frac{1 - \lambda}{(\Xi_1 - b)^2 + \xi^2} - \frac{\lambda}{(\Xi_1 + b)^2 + \xi^2} \right\}, \\ f(\Xi_2, \xi, 0) - \lambda \cdot g(\Xi_2, \xi) &= \xi \left\{ \frac{1}{\Xi_2^2 + \xi^2} - \frac{1 - \lambda}{(\Xi_2 - b)^2 + \xi^2} - \frac{\lambda}{(\Xi_2 + b)^2 + \xi^2} \right\}, \\ \left[ \frac{\partial}{\partial a} f(\xi, \xi, a) \right]_{a=0} &= \frac{2\xi\xi}{[\xi^2 + \xi^2]^2} \end{aligned}$$

und wie bisher ist

$$g(\xi, \xi) = \xi \left\{ \frac{1}{(\xi + b)^2 + \xi^2} - \frac{1}{(\xi - b)^2 + \xi^2} \right\}.$$

Nimmt man an, daß  $\Xi_1(\xi) = -\Xi_2(\xi) = \Xi(\xi)$  ist, so existiert zu jedem Punkte  $(\xi, \xi)$  des Querschnitts ein zu diesem symmetrischer Punkt  $(-\xi, \xi)$ . Setzt man überdies  $\lambda = \frac{1}{2}$ , so gilt

$$\begin{aligned} f(\Xi_1, \xi, 0) - \frac{1}{2} \cdot g(\Xi_1, \xi) &\equiv f(\Xi_2, \xi, 0) - \frac{1}{2} g(\Xi_2, \xi) \\ &= \xi \left\{ \frac{1}{\Xi^2 + \xi^2} - \frac{1}{2} \frac{1}{(\Xi - b)^2 + \xi^2} - \frac{1}{2} \frac{1}{(\Xi + b)^2 + \xi^2} \right\}, \\ \left[ \frac{\partial}{\partial a} f(\xi, \xi, a) \right]_{a=0} &= - \left[ \frac{\partial}{\partial a} f(-\xi, \xi, a) \right]_{a=0}, \\ g(\xi, \xi) &= -g(-\xi, \xi). \end{aligned}$$

Hieraus ergibt sich

$$\begin{aligned} \int_{\xi=-\Xi(\zeta)}^{+\Xi(\zeta)} \left[ \frac{\partial}{\partial a} f(\xi, \xi, a) \right]_{a=0} d\xi &= 0, \\ \int_{\xi=-\Xi(\zeta)}^{+\Xi(\zeta)} g(\xi, \xi) d\xi &= 0. \end{aligned}$$

Somit sind die Gleichungen (c) und (2) für symmetrische Querschnitte erfüllt, wenn man  $\lambda = \frac{1}{2}$  setzt. Die Gleichungen (a) und (b) werden identisch. An ihre Stelle tritt

$$\xi \left\{ \frac{1}{\Xi^2 + \xi^2} - \frac{1}{2} \frac{1}{(\Xi - b)^2 + \xi^2} - \frac{1}{2} \frac{1}{(\Xi + b)^2 + \xi^2} \right\} - \mu = 0 \quad (A)$$

Zu Gleichung (A) kommt Gleichung (3). Dieselbe dient zur Bestimmung der Konstanten  $\mu$ , wenn der Flächeninhalt gegeben, oder zur Berechnung des Flächeninhalts, wenn  $\mu$  ein bestimmter Wert zuerteilt ist.

Durch Gleichung (A) ist eine Schar von Kurven gegeben, die im folgenden „Hauptkurven“ genannt seien. Es wird sich zeigen, daß sie geschlossen sind. Die von ihnen eingeschlossenen Flächen mögen „Hauptquerschnitte“ heißen.

Die Hauptkurven sind unabhängig von  $t$  und  $T$ , da diese Größen in (A) nicht vorkommen. Ferner ist ihre geometrische Gestalt unabhängig von der Länge der Strecke  $b$ . Setzt man nämlich  $t = t^* \cdot b$ ,  $T = T^* \cdot b$ ,  $\Xi = \Xi^* \cdot b$ ,

$\xi = \xi^* \cdot b$ ,  $\mu = \frac{1}{\nu \cdot b}$ , so erhält man:

$$\xi^* \left\{ \frac{1}{\Xi^{*2} + \xi^{*2}} - \frac{1}{2} \frac{1}{(\Xi^* - 1)^2 + \xi^{*2}} - \frac{1}{2} \frac{1}{(\Xi^* + 1)^2 + \xi^{*2}} \right\} - \frac{1}{\nu} = 0$$

oder

$$\nu \xi^* \{ 3 \Xi^{*2} - \xi^{*2} - 1 \} + \{ (\Xi^{*2} + \xi^{*2} + 1)^2 - 4 \Xi^{*2} \} \{ \Xi^{*2} + \xi^{*2} \} = 0 \quad (A^*)$$

eine Gleichung, in der  $b$  nicht mehr vorkommt.

Mit Hilfe dieser Gleichung läßt sich die Gestalt aller Hauptkurven bestimmen. Rechnerisch übersichtlich sind die Fälle  $\nu = \infty$  und  $\nu = 0$ , die dem größten und dem kleinsten Hauptquerschnitt entsprechen. Für  $\nu = \infty$  erhält man

$$3 \Xi^{*2} - \xi^{*2} = 1 \quad \text{oder} \quad 3 \Xi^2 - \xi^2 = b^2.$$

Der größte Hauptquerschnitt wird eingeschlossen von einem Stück der  $X$ -Achse und den beiden Ästen der Hyperbel  $3 \Xi^2 - \xi^2 = b^2$ , die als „Haupthyperbel“ bezeichnet werde. Sie schneidet die  $X$ -Achse in den Punkten

$\xi = \pm \frac{b}{\sqrt{3}}$  und nähert sich den Asymptoten  $\xi = \pm \frac{\xi}{\sqrt{3}}$ , deren Öffnungs-

winkel  $60^\circ$  beträgt.

Für  $\nu = 0$  erhält man  $\Xi^{*2} + \xi^{*2} = 0$ . Die kleinsten Hauptquerschnitte ziehen sich also in dem Punkt  $O$  zusammen. Ihre Form erhält man, indem man  $\nu$ ,  $\Xi^*$  und  $\xi^*$  so klein wählt, daß man in (A\*) die Glieder von dritter und höherer Ordnung vernachlässigen kann. So ergibt sich  $-\nu \xi^* + \Xi^{*2} + \xi^{*2} = 0$ ,

und wenn man auf beiden Seiten  $\frac{\nu^2}{4}$  addiert, erhält man  $\Xi^{*2} + \left( \xi^* - \frac{\nu}{2} \right)^2$

$= \left( \frac{\nu}{2} \right)^2$ . Die kleinsten Hauptquerschnitte sind also Kreise mit dem Durch-

messer  $\nu$ , die die  $X$ -Achse in  $O$  berühren.

Die übrigen Hauptkurven lassen sich am einfachsten graphisch bestimmen. Das Ergebnis ist in Fig. 3 eingezeichnet.

Die  $Z$ -Achse wird von den Hauptkurven zweimal geschnitten, und zwar in den Punkten  $\xi^* = 0$  und  $\xi^* = \tau_v^*$ , wobei  $\tau_v^*$  durch die Beziehung  $\tau_v^*(\tau_v^{*2} + 1) = v$  gegeben ist. Wegen der Annahme 6., daß keine zur  $X$ -Achse parallele Gerade einen der Querschnitte mehr als einmal durchdringt, ist ( $\xi^* = 0, \xi^* = 0$ ) der höchste und ( $\xi^* = 0, \xi^* = \tau_v^*$ ) der tiefste Punkt des betreffenden Hauptquerschnitts.

Aus den Hauptquerschnitten lassen sich die gesuchten Querschnitte gewinnen. Sind  $t$  und  $T$  gegeben, so sind von den Hauptquerschnitten die Teile oberhalb  $t$  und unterhalb  $T$  abzuschneiden, wie es in Fig. 3 für die Werte  $t = 1.b$  und  $T = 3.b$  angedeutet ist. Von den Resten ist derjenige mit dem gegebenen Flächeninhalt auszuwählen.

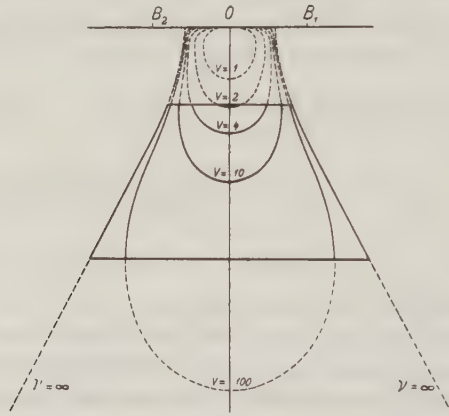


Fig. 3.

Hierbei ist zu bemerken, daß das Problem nicht immer eine Lösung hat. Der Flächeninhalt darf nicht größer gegeben sein als die von  $\xi = t, \xi = T$  und der Haupthyperbel begrenzten Fläche und nicht kleiner als die Fläche, die von  $\xi = t$  und derjenigen Hauptkurve begrenzt wird, die  $\xi = T$  berührt, d. h. für die  $\tau_v = T$  ist.

b) Der Flächeninhalt ist gegeben, eine der Tiefen  $t$  und  $T$  oder beide sind unbestimmt.

Hier sind die Gleichungen (d) und (e) anzuwenden. Für  $a = 0, \lambda = \frac{1}{2}$ ,  $\mathcal{H}_1 = -\mathcal{H}_2 = \mathcal{H}$  erhält man

$$2 \int_{\xi=0}^{\xi(t)} \left[ t \left\{ \frac{1}{\xi^2 + t^2} - \frac{1}{2} \frac{1}{(\xi - b)^2 + t^2} - \frac{1}{2} \frac{1}{(\xi + b)^2 + t^2} \right\} - \mu \right] d\xi = 0 \quad . \quad (d)$$

$$2 \int_{\xi=0}^{\xi(T)} \left[ T \left\{ \frac{1}{\xi^2 + T^2} - \frac{1}{2} \frac{1}{(\xi - b)^2 + T^2} - \frac{1}{2} \frac{1}{(\xi + b)^2 + T^2} \right\} - \mu \right] d\xi = 0 \quad . \quad (e)$$

Diese Gleichungen sind erfüllt, wenn  $\Xi(t) = 0$  bzw.  $\Xi(T) = 0$  ist. Dann muß  $\frac{t}{T} = \begin{cases} 0 \\ \tau_v \end{cases}$  sein. Da  $t$  die obere und  $T$  die untere Grenze des Querschnitts bedeutet, ist bei unbekannten Integrationsgrenzen  $t = 0$  und  $T = \tau_v$  zu setzen.

Durch den gegebenen Flächeninhalt ist bestimmt, welche der Hauptkurven die seitliche Begrenzung des gesuchten Querschnitts bildet.

Folgende Fälle sind möglich:

- $\alpha)$   $t$  gegeben,  $T$  unbestimmt: vom Hauptquerschnitt ist nur der Teil oberhalb  $t$  abzuschneiden.
- $\beta)$   $T$  gegeben,  $t$  unbestimmt: es ist nur der Teil unterhalb  $T$  abzuschneiden. Eine Lösung existiert nur, solange der Flächeninhalt nicht kleiner gegeben ist als der des Hauptquerschnitts, der bis zur Tiefe  $T$  reicht, und nicht größer als die von  $\xi = 0$ ,  $\xi = T$  und der Haupthyperbel eingeschlossene Fläche.
- $\gamma)$   $t$  und  $T$  sind unbestimmt: Lösung ist der Hauptquerschnitt selbst.

Im Fall  $\alpha)$  gibt es stets eine Lösung, im Fall  $\gamma)$  ebenfalls.

c) Über den Flächeninhalt besteht keine Bedingung.

Bei der ursprünglichen Fragestellung ist über den Flächeninhalt keine Aussage gemacht. Alsdann ist Gleichung (3) fortzulassen, und mit ihr verschwinden in den mathematischen Entwicklungen alle Glieder mit  $\mu$  bzw.  $1/\nu$ .

Als seitliche Begrenzung aller Querschnitte erhält man die Haupthyperbel  $3\Xi^2 - \xi^2 = b^2$ . Der Hauptquerschnitt reicht in unendliche Tiefe. Bezüglich  $t$  und  $T$  gilt das unter a) und b) Gesagte.

Hat man die Symmetrie der Lösungen des Variationsproblems erkannt und sucht man die Gestalt der Randkurve, wenn keine Bedingung über den Flächeninhalt gestellt ist, so kann man auf einem einfacheren Wege zur Haupthyperbel gelangen. Ist nämlich folgende Ungleichung für alle Punkte des symmetrischen Querschnitts erfüllt:

$$W_A - \frac{W_{B_1} + W_{B_2}}{2} = \xi \left\{ \frac{1}{\Xi^2 + \xi^2} - \frac{1}{2} \frac{1}{(\Xi - b)^2 + \xi^2} - \frac{1}{2} \frac{1}{(\Xi + b)^2 + \xi^2} \right\} \geq 0,$$

so erhöhen je zwei symmetrisch liegende Punkte die Wirkung in  $A$  stärker als die in  $B_1$  bzw.  $B_2$ . Ein Querschnitt, der nur solche und alle derartigen Punkte enthält, muß also den größten möglichen Wert von  $W_A - W_{B_1} = W_A - W_{B_2}$  erzeugen. Seine Randkurve hat die Gleichung

$$\frac{1}{\Xi^2 + \xi^2} - \frac{1}{2} \frac{1}{(\Xi - b)^2 + \xi^2} - \frac{1}{2} \frac{1}{(\Xi + b)^2 + \xi^2} = 0.$$



Durch Beseitigen der Brüche erhält man  $3\xi^2 - \xi^2 - b^2 = 0$ , und man findet, daß der Querschnitt aus der inneren, von den beiden Ästen der Hyperbel  $3\xi^2 - \xi^2 = b^2$  eingeschlossenen Fläche bestehen muß. Da keiner der Hauptquerschnitte über diese Fläche hinausragt, liegt stets ein Maximum vor, und es erübrigt sich, die zweite Variation des Integrals  $\iint_F (f - \lambda \cdot g - \mu) d\xi d\xi$

heranzuziehen, um zu untersuchen, ob es sich tatsächlich um ein Maximum handelt.

Zusammenfassend läßt sich also aussprechen: Unter allen „zweidimensionalen“, senkrecht zur Verbindungslinie  $B_1 B_2$  der Stationspunkte streichenden Massenanordnungen erzeugt diejenige Einbettung die größte Schwankung  $W_A - W_{B_1} = W_A - W_{B_2}$  der Schwereintensität, die als Querschnitt die von den beiden Ästen der „Haupthyperbel“  $3\xi^2 - \xi^2 = b^2$  eingeschlossene Fläche hat, wobei  $b$  die halbe Entfernung  $B_1 B_2$  bedeutet. Sind zwei Tiefen  $t$  und  $T$  bekannt, zwischen denen sich die Einbettung erstreckt, so erhält man deren Gestalt, indem man von dem soeben angegebenen Querschnitt die Teile oberhalb von  $t$  und unterhalb von  $T$  abschneidet. Ist der Flächeninhalt gegeben, so hat der Querschnitt eine der in Fig. 3 eingezeichneten „Hauptkurven“ als seitliche Begrenzung. Die Schwankung der Schwereintensität wird gegeben durch das Integral

$$2\gamma\sigma \iint_F \xi \left\{ \frac{1}{\xi^2 + \xi^2} - \frac{1}{(\xi - b)^2 + \xi^2} \right\} d\xi d\xi,$$

wobei über den Querschnitt  $F$  zu integrieren ist.

**IV. Bemerkung über die Beseitigung einiger der vereinfachenden Annahmen.** 1. Ganz unwesentlich ist die Annahme 5., daß die Punkte  $B_1$  und  $B_2$  in derselben Querschnittsebene liegen. Da die Wirkung der Einbettung von der  $Y$ -Koordinate unabhängig ist, können  $B_1$  und  $B_2$  beliebige  $Y$ -Koordinaten haben. Alle bisherigen Überlegungen bleiben ungeändert. Unter  $b$  ist dann die Entfernung  $OB'_1 = OB'_2$ , d. h. die  $X$ -Koordinate des Punktes  $B_1$  zu verstehen (Fig. 4). Bezeichnet  $\alpha$  den Winkel, den die Verbindungslinie  $B_1 B_2$  mit der  $X$ -Achse bildet, so ist  $B_1 B_2 = \frac{2b}{\cos \alpha}$ .

2. Die Beschränkung auf das „zweidimensionale“ Problem ist eine wesentliche Einschränkung. Die der Haupthyperbel  $3\xi^2 - \xi^2 = b^2$  im dreidimensionalen Falle entsprechende Fläche ist durch folgende Gleichung gegeben:

$$\frac{1}{\varrho_A^3} - \frac{1}{2} \frac{1}{\varrho_{B_1}^3} - \frac{1}{2} \frac{1}{\varrho_{B_2}^3} = 0.$$

Hierbei ist

$$\begin{aligned}\varrho_A^2 &= \xi^2 + \eta^2 + \zeta^2 = \varrho^2, \\ \varrho_{B_1}^2 &= (\xi - b)^2 + \eta^2 + \zeta^2 = \varrho^2 - 2b\xi + b^2, \\ \varrho_{B_2}^2 &= (\xi + b)^2 + \eta^2 + \zeta^2 = \varrho^2 + 2b\xi + b^2.\end{aligned}$$

Die Gleichung hat die Form  $G(\varrho, \xi) = 0$ .  $\varrho$  ist nur von  $\xi$  abhängig. Die durch  $G(\varrho, \xi) = 0$  gegebene Fläche ist also eine Rotationsfläche mit der  $X$ -Achse als Rotationsachse. Die gesuchte Massenordnung besteht aus der unter der Erdoberfläche liegenden Hälfte des von der Fläche  $G(\varrho, \xi) = 0$  eingeschlossenen Rotationskörpers.

Beseitigt man die in der Gleichung auftretenden Wurzeln und multipliziert man aus, so erhält man eine algebraische Gleichung 22. Grades in  $\xi$  und  $\varrho$  (da die Glieder 24. Grades sich aufheben), die nur Glieder von gerader Ord-

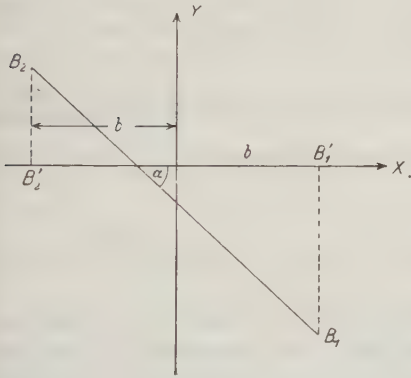


Fig. 4.

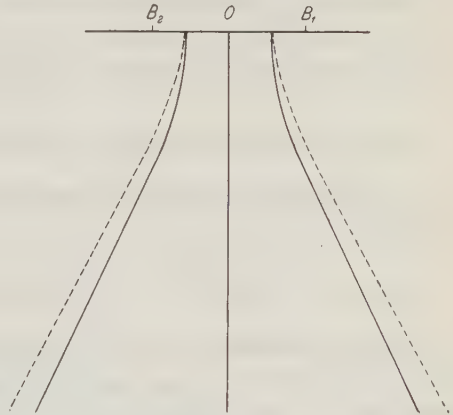


Fig. 5.

nung in  $\xi$  und  $\varrho$  enthält. Der Rotationskörper ist also symmetrisch zur  $YZ$ -Ebene und zentralsymmetrisch zur Mitte  $O$  der Strecke  $B_1B_2$ . Die Glieder 22. Grades lauten:

$$3\varrho^{22} - 15\varrho^{20}\xi^2.$$

Durch Nullsetzen dieses Ausdrucks erhält man die Asymptoten der Meridiankurve

$$\begin{aligned}\varrho^2 - 5\xi^2 &= 0, \\ \xi^2 - 4\xi^2 &= 0, \\ \xi &= \pm \frac{\xi}{2}.\end{aligned}$$

Die Asymptoten bilden miteinander einen Winkel von  $53^\circ 8'$ , also einen kleineren Winkel als im zweidimensionalen Falle. Im übrigen hat die Meridiankurve einen hyperbelähnlichen Verlauf, wie die nach einer numerischen Näherungsmethode bestimmte, ausgezogene Kurve der Fig. 5 zeigt. Die  $X$ -Achse wird

in den Punkten  $\pm 0.555 \cdot b$  geschnitten. Zum Vergleich mit der Lösung des zweidimensionalen Problems ist die Haupthyperbel  $3\xi^2 - \zeta^2 = b^2$  punktiert eingezeichnet. Der Körper des zweidimensionalen Problems ist in der Nähe der  $XZ$ -Ebene ausgedehnter als der Rotationskörper des dreidimensionalen Problems. In größerer Entfernung jedoch taucht er in denselben ein und verläuft weiterhin stets innerhalb.

Da die Lösung des zweidimensionalen Problems von der des dreidimensionalen abweicht, kann sie nur als rechnerisch bequeme Annäherung an die Lösung der im Anfang gestellten Aufgabe angesehen werden.

3. Für den allgemeinen Fall, daß  $W_{B_1} \neq W_{B_2}$  ist, ist eine rohe Abschätzung auf Grund der bisherigen Überlegungen möglich. In  $B_1$  sei die Schwereintensität größer als in  $B_2$ . Ist die Schwere in  $A$  größer als in  $B_1$ , so existiert ein Punkt  $B_3$ , für den  $W_{B_3} = W_{B_1}$  ist. Auf  $B_1$  und  $B_3$  lassen sich die bisherigen Überlegungen anwenden. In der Praxis kann  $B_1 B_3$  meist mit der für Abschätzungen nötigen Genauigkeit aus dem bereits bekannten Verlauf der Schwereintensität gefunden werden [siehe z. B. Beispiel 1, S. 155.]

## C. Numerische Betrachtungen im Hinblick auf die praktische Anwendung.

**I. Die größte mögliche Schwankung der Schwereintensität.** Es ist das Integral

$$\frac{(W_A - W_{B_1})_{\max}}{2\gamma\sigma} = \int_F \int \xi \left\{ \frac{1}{\xi^2 + \zeta^2} - \frac{1}{(\xi - b)^2 + \zeta^2} \right\} d\xi d\zeta$$

für die Querschnitte der Fig. 3 auszuwerten. Nach einem graphischen oder numerischen Verfahren ist dies stets möglich. Im folgenden soll nun der wichtigste Fall der Querschnitte  $\nu = \infty$ , deren seitliche Begrenzung die Haupthyperbel bildet, betrachtet werden. Die Einbettung möge sich von der Tiefe  $t$  bis zur Tiefe  $T$  erstrecken.

Alsdann ist:

$$\frac{(W_A - W_{B_1})_{\max}}{2\gamma\sigma} = \int_{\zeta=t}^T \int_{\xi=-\sqrt{\frac{\zeta^2+b^2}{3}}}^{+\sqrt{\frac{\zeta^2+b^2}{3}}} \xi \left\{ \frac{1}{\xi^2 + \zeta^2} - \frac{1}{(\xi - b)^2 + \zeta^2} \right\} d\xi d\zeta.$$

Führt man  $t^* = \frac{t}{b}$ ,  $T^* = \frac{T}{b}$ ,  $\xi^* = \frac{\xi}{b}$  und  $\zeta^* = \frac{\zeta}{b}$  ein, so erhält man:

$$w(t^*, T^*) = \frac{(W_A - W_{B_1})_{\max}}{2\gamma\sigma \cdot b} = \int_{\zeta^*=t^*}^{T^*} \int_{\xi^*=-\sqrt{\frac{\zeta^{*2}+1}{3}}}^{+\sqrt{\frac{\zeta^{*2}+1}{3}}} \xi^* \left\{ \frac{1}{\xi^{*2} + \zeta^{*2}} - \frac{1}{(\xi^* - 1)^2 + \zeta^{*2}} \right\} d\xi^* d\zeta^*.$$

Die Integration über  $\xi^*$  ergibt:

$$w = \int_{\xi^*=t^*}^{T^*} \left\{ 2 \operatorname{arctg} \frac{1}{\xi^*} \sqrt{\frac{\xi^{*2}+1}{3}} - \operatorname{arctg} \frac{1}{\xi^*} \left( \sqrt{\frac{\xi^{*2}+1}{3}} - 1 \right) \right. \\ \left. - \operatorname{arctg} \frac{1}{\xi^*} \left( \sqrt{\frac{\xi^{*2}+1}{3}} + 1 \right) \right\} d\xi^* = \int_{\xi^*=t^*}^{T^*} J d\xi^*.$$

Das Integral wird in eine Summe zweier Integrale zerlegt:  $\int_{t^*}^{T^*} = \int_{t^*}^{\infty} - \int_{T^*}^{\infty}$ .

Diese Integrale geben die Wirkung von Massen an, deren Querschnitt von der Haupthyperbel begrenzt wird und die sich von der Tiefe  $t^*$  bzw.  $T^*$  bis ins Unendliche erstrecken. Beide Integrale haben die Form  $\int_{\vartheta^*}^{\infty} J d\xi^*$ , wobei  $\vartheta^*$  in dem einen Fall  $t^*$ , im anderen  $T^*$  bezeichnet.

Bei großen Werten von  $\vartheta^*$  läßt sich das Integral selbst berechnen. Für große Werte von  $\xi^*$  erhält man:

$$\int_{\xi^*=\vartheta^*}^{\infty} J d\xi^* = \int_{\xi^*=\vartheta^*}^{\infty} \left\{ 2 \operatorname{arctg} \frac{1}{\sqrt{3}} - \operatorname{arctg} \left( \frac{1}{\sqrt{3}} - \frac{1}{\xi^*} \right) - \operatorname{arctg} \left( \frac{1}{\sqrt{3}} + \frac{1}{\xi^*} \right) \right\} d\xi^*.$$

Entwickelt man  $\operatorname{arctg} \left( \frac{1}{\sqrt{3}} - \frac{1}{\xi^*} \right)$  und  $\operatorname{arctg} \left( \frac{1}{\sqrt{3}} + \frac{1}{\xi^*} \right)$  in Taylorsche Reihen, so erhält man, wenn man nur die Glieder bis zur zweiten Ordnung berücksichtigt:

$$\int_{\xi^*=\vartheta^*}^{\infty} J d\xi^* = \frac{2}{\sqrt{3}} \cdot \left( \frac{3}{4} \right)^2 \int_{\xi^*=\vartheta^*}^{\infty} \frac{d\xi^*}{\xi^{*2}} = 0.649 \cdot \frac{1}{\vartheta^*}.$$

Die hiernach berechneten Werte sind in Tabelle a (S. 152) angegeben.

Bei kleinen Werten von  $\vartheta^*$  berechnet man am einfachsten den Wert des Integranten  $J$  für hinreichend viele Werte von  $\xi^*$  und integriert nach einem Näherungsverfahren aus, wobei man den letzten der in Tabelle a verzeichneten Werte der Berechnung zu Grunde legt. Tabelle b zeigt das Ergebnis. Benutzt wurden teils die Simpsonsche Regel, teils die Trapezformel.

Jedem Wertepaar  $(t^*, T^*)$  entspricht ein Wert von  $w$ . Diesen Wert erhält man durch Subtrahieren der den Werten  $\vartheta^* = t^*$  und  $\vartheta^* = T^*$  entsprechenden Beträge des Integrals  $\int_{\vartheta^*}^{\infty} J d\xi^*$ . Für  $t^*$  wurden die in den linken

Spalten der Tabellen verzeichneten Beträge gewählt und für  $T^*$  die Werte 0.1, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0, 1.2, 1.4, 1.6, 1.8, 2.0, 5, 7, 10, 20, 50,  $\infty$ . Das Ergebnis zeigt Fig. 6. Auf der Abszissenachse ist  $t^*$ , auf der Ordinaten-



achse  $w$  aufgetragen. Die Kurven geben den Betrag von  $w$  für die angegebenen Werte von  $T^*$  an. Sie liegen so dicht, daß man leicht interpolieren kann.

Tabelle a.

$\vartheta^*$	$\int_{\vartheta^*}^{\infty} J d\zeta^*$
$\infty$	0
100	0.0065
70	0.0093
50	0.0130
40	0.0163
30	0.0217
20	0.0325
15	0.0433
10	0.0649
7.0	0.0928
5.0	0.130
4.0	0.162
3.5	0.186
3.0	0.217

Tabelle b.

$\vartheta^*$	$\int_{\vartheta^*}^{\infty} J d\zeta^*$
3.0	0.217
2.6	0.249
2.3	0.278
2.0	0.316
1.8	0.348
1.6	0.388
1.4	0.438
1.2	0.502
1.0	0.585
0.8	0.699
0.6	0.859
0.4	1.094
0.2	1.450
0.1	1.687
0.0	1.974

Ist die Stationsdichte gegeben, so beträgt die größte mögliche Schwankung bei gegebenen Tiefen  $t^*$  und  $T^*$ :  $(W_A - W_{B_1})_{\max} = 2\gamma\sigma \cdot b \cdot w(t^*, T^*)$ . Die größte überhaupt mögliche Schwankung beträgt  $2\gamma\sigma \cdot b \cdot w(0, \infty) = 2\gamma\sigma \cdot b \cdot 1.974$ .

**II. Die Dichte eines engmaschigen Netzes von Pendelstationen.** Die größte mögliche Schwankung der Schwereintensität ist proportional dem Dichteunterschied  $\sigma$  der Einbettung gegen ihre Umgebung und der Entfernung  $2b$  der Stationen  $B_1$  und  $B_2$ . Da der Dichteunterschied in seinem Betrag beschränkt ist, kann die Schwankung nicht beliebig groß werden. Bei sehr kleinen Entfernungen der Stationen  $B_1$  und  $B_2$  bleibt sie kleiner als die Genauigkeit des Pendels. Dann hat es keinen Sinn, zwischen  $B_1$  und  $B_2$  eine Zwischenstation einzufügen. Kennt man die Genauigkeit des Instruments, so läßt sich aus der Beziehung  $(W_A - W_{B_1})_{\max} = 2\gamma\sigma \cdot b \cdot w$  eine Mindestentfernung  $2b$  bestimmen, die die Stationen haben müssen, damit sich das Einfügen einer Zwischenstation lohnt. Man hat nur für  $(W_A - W_{B_1})_{\max}$  die Genauigkeit des Pendels einzusetzen.

Die Genauigkeit des Instruments sei  $n \cdot 0.001$  cgs/Einheiten =  $n$  Milligal, wenn man mit „Gal“ die cgs/Einheit der Beschleunigung bezeichnet. Alsdann ist  $2b = \frac{n \cdot 0.001}{\gamma \cdot \sigma \cdot w}$  cm. Setzt man den Wert der Gravitationskonstanten  $\gamma \left( = \frac{200}{3} \cdot 10^{-9} \right)$  ein, so erhält man:

$$\frac{\sigma}{n} \cdot 2b = \frac{1}{w} \cdot 150 \text{ m} = \frac{1}{w} \cdot 0.15 \text{ km.}$$

$w$  ist aus Fig. 6 abzulesen.

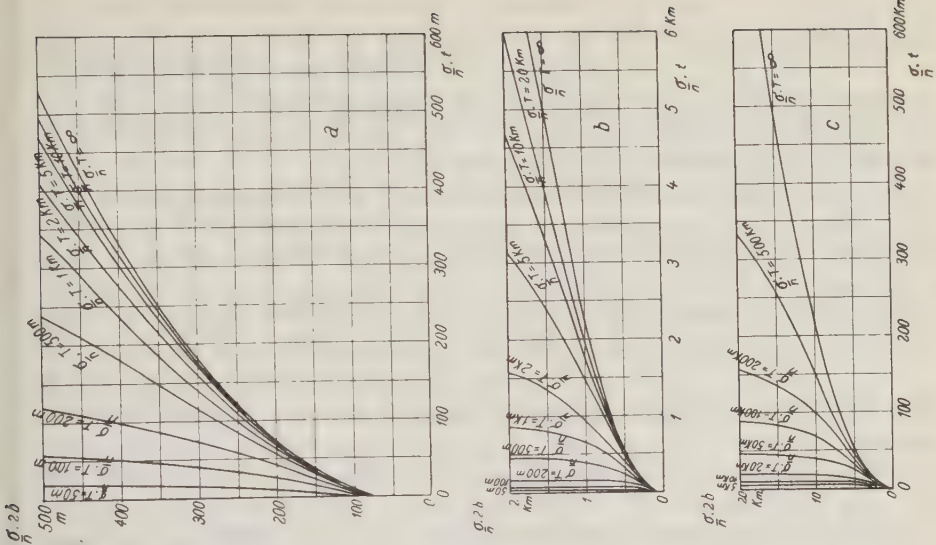


Fig. 7.

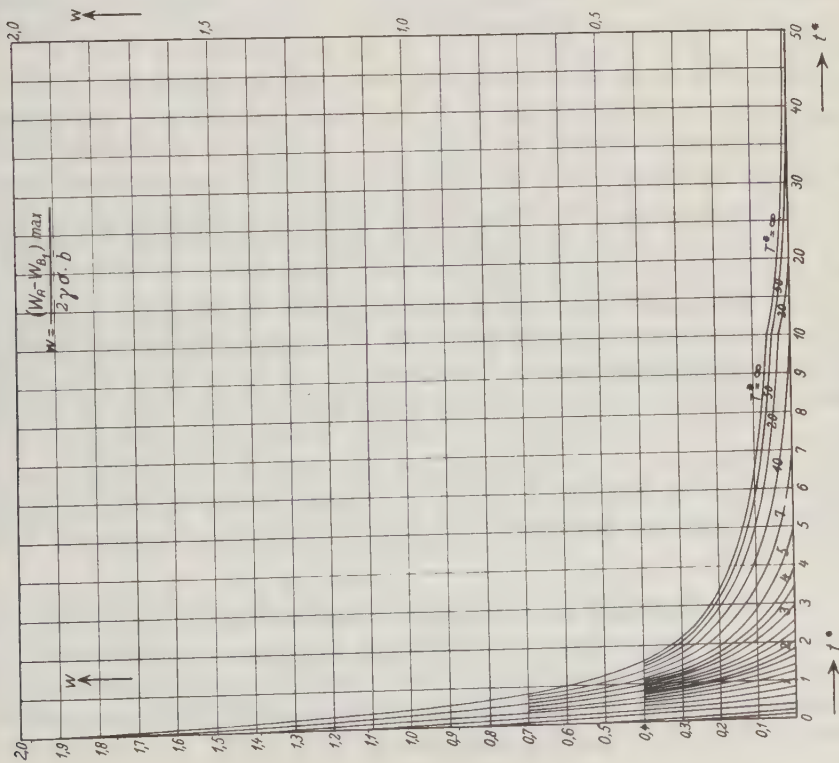


Fig. 6

Fig. 7 a, b, c zeigt die Beziehung zwischen den Tiefen  $t$  und  $T$  und der Stationsentfernung  $2b$ . Auf der Abszissenachse ist  $\frac{\sigma}{n} \cdot t$ , auf der Ordinatenachse  $\frac{\sigma}{n} \cdot 2b$  abgetragen, Kurven sind berechnet für  $\frac{\sigma}{n} \cdot T = 50, 100, 200, 500 \text{ m}, 1, 2, 5, 10, 20, 50, 100, 200, 500 \text{ km}, \infty$ .

Die Berechnung geschieht folgendermaßen. Man nimmt geeignete Wertepaare  $\left(\frac{\sigma}{n} T, T^*\right)$  und berechnet  $\frac{\sigma}{n} \cdot 2b$  nach der Formel  $\frac{\sigma}{n} \cdot 2b = \frac{\sigma}{n} \cdot T \cdot \frac{2}{T^*}$ .

Sodann berechnet man  $w \left[ = \frac{150}{\frac{\sigma}{n} (2b)_m} = \frac{0.15}{\frac{\sigma}{n} (2b)_{\text{km}}} \right]$  und liest in Fig. 6 den zum Wertepaar  $(w, T^*)$  gehörenden Betrag von  $t^*$  ab. Aus  $\frac{\sigma}{n} \cdot t = \frac{\sigma}{n} \cdot 2b \cdot \frac{t^*}{2}$  erhält man  $\frac{\sigma}{n} \cdot t$ .

Der kleinste überhaupt mögliche Betrag von  $\frac{\sigma}{n} \cdot 2b$  entspricht den Tiefen  $t = 0, T = \infty$ , d. h. dem Querschnitt, der aus der ganzen von den beiden Ästen der Haupthyperbel eingeschlossenen Fläche besteht. In diesem Fall ist  $\frac{\sigma}{n} \cdot 2b = 76.0 \text{ m}$ . Es hat also keinesfalls Sinn, Zwischenstationen einzulegen, wenn die Entfernung der Pendelstationen kleiner ist als  $76 \cdot \frac{n}{\sigma}$  Meter. Da im allgemeinen  $t \neq 0$  und  $T$  kleiner als unendlich angenommen werden kann, muß man mit größeren Stationsentfernungen rechnen. Die Mindestentfernungen, abhängig von  $t$  und  $T$ , gibt Fig. 7 an.  $t$  und  $T$  werden als bekannt vorausgesetzt.

Die berechneten maximalen Schwankungen der Schwereintensität und die ihnen entsprechenden Mindestentfernungen der Stationen  $B_1$  und  $B_2$  haben bestimmte Massenanordnungen zur Voraussetzung. Da in der Natur meist andere Massenanordnungen vorliegen werden, kann man annehmen, daß die Schwankungen der Schwereintensität die berechneten Beträge nicht erreichen. Dann kann das Einfügen der Zwischenstationen unterbleiben, und die Entfernungen  $2b$  selbst sind ein Maß für die Dichte des Stationsnetzes, die hinreichend ist, wenn man alles mit dem Pendel erfassen will, was mit dem Pendel erfaßt werden kann.

**III. Rechtfertigung der wesentlichsten vereinfachenden Annahmen.** Die zu Beginn der theoretischen Untersuchungen gemachten vereinfachenden Annahmen bleiben mit Ausnahme der als unwesentlich erkannten fünften Annahme bestehen. Hierdurch wird die praktische Anwendungsfähigkeit der ausgeführten Berechnungen nicht wesentlich eingeschränkt.

Am einschneidendsten ist die Forderung  $W_{B_1} = W_{B_2}$ . Es wurde bereits gezeigt, daß von der Lösung dieses Falles ausgehend eine rohe Abschätzung in allgemeineren Fällen möglich ist.

Daß durch die Beschränkung auf zweidimensionale Massenanordnungen eine Erleichterung der mathematischen Behandlung erzielt wird, liegt angesichts der Meridiankurve 22. Grades der Lösung des dreidimensionalen Problems auf der Hand. Mehr noch fällt ins Gewicht, daß die zweidimensionale Massenanordnung in der Natur bei Magmaintrusionen, Salzhorsten, Korallenriffen usw. angenähert verwirklicht sein kann, während der Rotationskörper des dreidimensionalen Problems wohl nirgends anzutreffen ist. Die Behandlung dieses viel schwierigeren und unbequemerer Falles bringt also nur die Lösung eines rein mathematischen Problems, während die Durchführung des zweidimensionalen Falles praktisch wichtige Ergebnisse liefert.

Die Annahme 6., daß keine zur  $X$ -Achse parallele Gerade den Querschnitt mehr als einmal durchdringt, schließt die Fälle aus, in denen seitliche Massen das Maximum der Schwereintensität zwischen  $B_1$  und  $B_2$  abflachen oder zum Auftreten mehrerer Maxima und Minima führen. In diesen Fällen wird die größte mögliche Schwankung der Schwereintensität zwischen  $B_1$  und  $B_2$  augenscheinlich nicht erreicht, und es ist somit berechtigt, nur solche Massenanordnungen zu untersuchen, die der Annahme 6. genügen.

Es bleibt noch zu zeigen, daß es für die praktische Verwendbarkeit der Berechnungen zulässig ist, die Erdoberfläche eben und die Erde als Halbraum anzunehmen. Man beweist leicht, daß für hinreichend ferne, ähnliche Massenanordnungen, die in bezug auf  $A$  ähnlich liegen und denselben Dichteunterschied  $\sigma$  gegen ihre Umgebung haben, die Differenz  $W_A - W_{B_1}$  denselben Betrag hat. Dies ist für alle von der Haupthyperbel begrenzten und in großer Tiefe beginnenden Querschnitte der Fall und infolgedessen auch für solche, die in derselben Tiefe  $t$  beginnen und bis zu hinreichend großer, sonst beliebiger Tiefe  $T$  hinabreichen. Es kommt also bei großen Tiefen  $T$  auf deren Betrag nicht an. In den Fig. 6 und 7 zeigt sich dies darin, daß sich die Kurven für große Werte von  $T^*$  und  $T$  den Kurven  $T^* = \infty$  und  $T = \infty$  anschmiegen. Für die von der Haupthyperbel begrenzten Querschnitte kann demnach die Erdoberfläche eben angenommen werden.

**IV. Beispiele.** 1. Ein Salzhorst soll mit dem Pendel vermessen werden. Er reiche von der Tiefe 50 m so weit abwärts, daß man  $T = \infty$  annehmen kann. Der Dichteunterschied gegen die Umgebung sei 0,3. Die Genauigkeit sei 1,5 Millgal. Es ist also  $\frac{\sigma}{n} \cdot t = \frac{0,3}{1,5} \cdot 50 = 10$  m, und man liest aus Fig. 7 a ab:  $\frac{\sigma}{n} \cdot 2b = 103$  m. Somit ergibt sich  $2b = 103 \cdot \frac{1,5}{0,3} = 515$  m.

Man vergleiche hiermit die Messung von Berroth<sup>1)</sup> über den Salzhorst Oldau-Hambühren. Die Punkte  $B_1$  und  $B_2$  mögen in der Station VII und in



dem Mittelpunkt der Verbindung von Station III und Station IV liegen. In beiden Punkten ist die Anomalie + 14 Milligal. Nimmt man als Minimum der Schwere den in Station I gemessenen Betrag mit der Anomalie + 3 Milligal an, so erhält man einen Unterschied von 11 Milligal bei der Entfernung  $2b =$  etwa 4.2 km. Dies entspricht einem Unterschied von 1,5 Milligal bei einer Entfernung von  $2b = 570$  m oder 1,35 Milligal bei  $2b = 515$  m, ein Ergebnis, das mit dem berechneten gut übereinstimmt, wobei zu bedenken ist, daß die wahre Gestalt des Salzhorstes Oldau-Hambühren der in dieser Arbeit angenommenen Form nicht genau entspricht.

2. Die Dichte eines Ozeanbodens sei etwa 3, der Dichteunterschied gegen das Meerwasser also 2. Eine untermeerische Aufwölbung möge sich bis 1000 m unter dem Meeresspiegel erheben. Sonst sei der Ozean so tief, daß für die erste Überschlagsrechnung seine Tiefe gleich unendlich angenommen werden kann. Die Genauigkeit des Pendels im Unterseeboot sei 4 Milligal. Dann ist  $\frac{\sigma}{n} \cdot t = \frac{2}{4} \cdot 1000 = 500$  m. Aus Fig. 7a liest man hierzu ab:  $\frac{\sigma}{n} \cdot 2b = 487$  m. Hiernach ergibt sich:  $2b = \frac{4}{2} \cdot 487 = 974$  m.

3. Eine ebensolche Aufwölbung des Meeresbodens möge sich aus einer Tiefe von 2000 m emporheben. Es ist:  $\frac{\sigma}{n} \cdot t = 500$  m,  $\frac{\sigma}{n} \cdot T = 1$  km. Hierzu liest man ab:  $\frac{\sigma}{n} \cdot 2b = 730$  m, und man berechnet  $2b = \frac{4}{2} \cdot 730 = 1460$  m.

Bei der auch in der Natur vorkommenden Annahme  $T = 5000$  m hat man:  $\frac{\sigma}{n} \cdot t = 500$  m,  $\frac{\sigma}{n} \cdot T = 2.5$  km,  $\frac{\sigma}{n} \cdot 2b = 570$  m,  $2b = 1140$  m.

#### Literatur.

<sup>1)</sup> A. Berroth, Referenzpendelmessungen am Salzhorst Oldau-Hambühren (Hann.). Zeitschr. f. Geophys. **3**, 1—16, 1927.

<sup>2)</sup> V. Meinesz, Observations de pendule sur la mer pendant un voyage en sous-marin de Hollano à Java. Publ. de la comm. géodésique Néerlandais 1923.

Potsdam, Geophysik. Abteilung des Geodätischen Instituts, April 1927.

## Über den Einfluß der Elastizität des Pendelstativs auf die Schwingungszeiten zweier gleichzeitig auf demselben Stativ schwingender Pendel.

Von H. Schmehl, Potsdam.

Zur Bestimmung von Schwerkraftdifferenzen gelangen Messungen von Schwingungszeiten zweier gleichzeitig auf demselben Stativ schwingender Pendel mehr und mehr zur Verwendung. Durch das Verfahren des „Gegeneinanderschwingens“ der Pendel kann der Einfluß der bei den Messungen auftretenden Pendelstativbewegung auf die Schwingungszeiten der Pendel sehr herabgemindert, zum Teil gänzlich eliminiert werden. Es werden einfache, diesen Einfluß in Rechnung ziehende, für ein- und zweiseitige Phasen gültige Formeln angegeben, die im Vergleich zu anderen, von A. Berroth abgeleiteten Formeln (Zeitschr. f. Geophys., Jahrgang 1, 1925, Heft 3, S. 93) die Kenntnis der zeitlichen Differenzen zwischen dem Anfangsphasenunterschied und dem Phasenunterschied  $180^\circ$  und zwischen diesem und dem Endphasenunterschied der beiden Pendel nicht benötigen, außerdem auch bei einseitigen Phasen im Hauptglied frei von dem nur durch Extrapolation zu ermittelnden Amplitudenverhältnis der Pendel zur Zeit des während der Beobachtungszeit nicht auftretenden Phasenunterschiedes  $180^\circ$  sind.

Schwingen zwei Pendel mit gleicher Schwingungsdauer mit gleichen Amplituden und entgegengesetzter Phase in ein und derselben Schwingungsebene auf demselben Stativ, so kann dadurch eine horizontale Bewegung der Schneidenaufschlagflächen nicht stattfinden, wenn die gemeinsame Unterlage zwischen den beiden Schneiden als starr vorausgesetzt wird. Es wird indessen weder möglich sein, zwei invariable Pendel mit genau gleicher Schwingungsdauer herzustellen, noch gelingt es, ohne besondere Einrichtungen bei den Beobachtungen die Pendel mit gleichen Amplituden genau gleichzeitig mit entgegengesetzter Phase in Bewegung zu setzen. Zwei Pendel mit ungleichen Schwingungszeiten können überhaupt nicht während der Dauer der notwendigen Beobachtungszeit mit gleichen Amplituden und mit gleicher Phasendifferenz schwingen. Dennoch läßt sich das Verfahren des Gegeneinanderschwingens auch für solche Pendel verwenden, deren Schwingungszeiten um einige  $\frac{1}{100\,000}$  Sekunden voneinander abweichen.

Es seien  $T_1, T_2$  die beobachteten Schwingungszeiten der Pendel I und II,  
 $a_1, a_2$  ihre momentanen Amplituden,  
 $\varphi_1, \varphi_2$  ihre momentanen, von einem gewissen Anfangspunkt gezählten Phasen,

$\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$  die Vergrößerungen der Schwingungszeiten der Pendel, die sie durch das Mitschwingen des Stativs erfahren, wenn sie einzeln auf demselben elastischen Stativ schwingen.

Zur Abkürzung sei

$$\frac{T_1 + T_2}{2} = T', \quad \frac{a_1}{a_2} = a_{12}, \quad \frac{a_2}{a_1} = a_{21}, \quad |\varphi_2 - \varphi_1| = \varphi$$

gesetzt.

Schwingen die beiden Pendel gleichzeitig auf demselben Stativ, so sind die momentanen Reduktionen  $\Delta T_1$  und  $\Delta T_2$  der beobachteten Schwingungszeiten auf starres Stativ

$$\Delta T_1 = -\gamma - \gamma a_{21} \cos \varphi \dots \dots \dots (1)$$

$$\Delta T_2 = -\gamma - \gamma a_{12} \cos \varphi \dots \dots \dots (2)$$

(Ph. Furtwängler, Sitzungsber. d. Berl. Akad. 1902, XII, S. 251. — F. A. Vening-Meinesz, Observations de pendule dans les Pays-Bas, Delft 1923, S. 26.) Durch Integration dieser Gleichungen über die Beobachtungszeit ergeben sich praktische Formeln zur Bestimmung von  $\Delta T_1$  und  $\Delta T_2$ . Diese Rechnung führen wir, wie es auch Berroth a. a. O. getan hat, mittels Reihenentwicklungen nach steigenden Potenzen der Beobachtungszeit aus. Indessen wollen wir keinen Unterschied machen zwischen Beobachtungen, während deren der Phasenunterschied  $180^\circ$  durchschritten wird, und solchen, während deren er nicht erreicht wird (zweiseitige und einseitige Phasen). Unsere Schlußformeln werden für beide Fälle gelten.

Beginne die Beobachtung zur Zeit  $t_1$ , sei sie zur Zeit  $t_2$  beendet, und werde die Beobachtungszeit

$$t_2 - t_1 = \Delta t$$

gesetzt, so ist

$$\Delta T_1 = -\gamma - \frac{\gamma}{\Delta t} \int_{t_1}^{t_2} a_{21} \cos \varphi dt \dots \dots \dots (3)$$

$$= -\gamma + \frac{\gamma}{\Delta t} \left( \int_{t_0}^{t_1} a_{21} \cos \varphi dt - \int_{t_0}^{t_2} a_{21} \cos \varphi dt \right); \dots \dots \dots (4)$$

$t_0$  sei der Zeitpunkt, in dem die Phasendifferenz  $180^\circ$  beträgt oder betragen würde. Nun ist

$$\begin{aligned} (a_{21} \cos \varphi)_t = & -(a_{21})_{t_0} + \left[ \frac{d(a_{21} \cos \varphi)}{dt} \right]_{t_0} \cdot (t - t_0) + \left[ \frac{d^2(a_{21} \cos \varphi)}{dt^2} \right]_{t_0} \cdot \frac{(t - t_0)^2}{2} \\ & + \left[ \frac{d^3(a_{21} \cos \varphi)}{dt^3} \right]_{t_0} \cdot \frac{(t - t_0)^3}{6} + \dots \end{aligned}$$

Unter Beachtung der Furtwänglerschen Gleichungen [a. a. O. S. 248] \*)

$$\frac{d a_{21}}{dt} = -\frac{\pi \gamma}{T^2} (1 + a_{21}^2) \sin (\varphi_2 - \varphi_1)$$

$$\frac{d (\varphi_2 - \varphi_1)}{dt} = -\frac{\pi}{T^2} [T_2 - T_1 + \gamma (a_{12} - a_{21}) \cos (\varphi_2 - \varphi_1)]$$

\*) Die von  $\gamma$  abhängigen Glieder in diesen Formeln hat Berroth irrtümlich mit dem falschen Vorzeichen übernommen.

folgen die Differentialquotienten:

$$\frac{d(a_{21} \cos \varphi)}{dt} = \frac{\pi a_{21} \sin(\varphi_2 - \varphi_1)}{T^2} [T_2 - T_1 - 2\gamma a_{21} \cos(\varphi_2 - \varphi_1)],$$

d. h.

$$\left[ \frac{d(a_{21} \cos \varphi)}{dt} \right]_{t_0} = 0$$

und

$$\begin{aligned} \left[ \frac{d^2(a_{21} \cos \varphi)}{dt^2} \right]_{t_0} &= \left[ \frac{\partial \frac{d(a_{21} \cos \varphi)}{dt}}{\partial(\varphi_2 - \varphi_1)} \cdot \frac{d(\varphi_2 - \varphi_1)}{dt} \right]_{t_0} \\ &= \frac{\pi^2}{T^3} [(T_2 - T_1)^2 a_{21} + \gamma(T_2 - T_1)(3a_{21}^2 - 1) + 2\gamma^2 a_{21}(a_{21}^2 - 1)]; \\ &\quad \{a_{21} = (a_{21})_{t_0}\}. \end{aligned}$$

Das Glied  $2\gamma^2 a_{21}(a_{21}^2 - 1)$  in der eckigen Klammer kann vernachlässigt werden, wie die Endformeln zeigen, da  $a_{21} \approx 1$ . Ferner ist

$$\left[ \frac{d^3(a_{21} \cos \varphi)}{dt^3} \right]_{t_0} = 0.$$

Setzen wir

$$\frac{\pi^2}{2T^4} (T_2 - T_1) [(T_2 - T_1) a_{21} + \gamma(3a_{21}^2 - 1)] = d_2,$$

dann wird

$$(a_{21} \cos \varphi)_{t_1} = -(a_{21})_{t_0} + d_2 \cdot (t_1 - t_0)^2,$$

$$(a_{21} \cos \varphi)_{t_2} = -(a_{21})_{t_0} + d_2 \cdot (t_2 - t_0)^2;$$

hieraus ergibt sich

$$(a_{21})_{t_0} = -\frac{(a_{21} \cos \varphi)_{t_1} + (a_{21} \cos \varphi)_{t_2}}{2} + d_2 \cdot \frac{(t_1 - t_0)^2 + (t_2 - t_0)^2}{2}. \quad (5)$$

Durch Integration folgen die Gleichungen

$$\frac{1}{\Delta t} \int_{t_0}^{t_1} a_{21} \cos \varphi dt = -(a_{21})_{t_0} \cdot \frac{t_1 - t_0}{\Delta t} + \frac{d_2}{3} \cdot \frac{(t_1 - t_0)^3}{\Delta t},$$

$$\frac{1}{\Delta t} \int_{t_0}^{t_2} a_{21} \cos \varphi dt = -(a_{21})_{t_0} \cdot \frac{t_2 - t_0}{\Delta t} + \frac{d_2}{3} \cdot \frac{(t_2 - t_0)^3}{\Delta t},$$

die voneinander subtrahiert unter Beachtung von (5)

$$-\frac{1}{\Delta t} \int_{t_1}^{t_2} a_{21} \cos \varphi dt = -\frac{(a_{21} \cos \varphi)_{t_1} + (a_{21} \cos \varphi)_{t_2}}{2} + \frac{d_2}{6} \cdot (\Delta t)^2$$



ergeben; mithin wird

$$\Delta T_1 = -\gamma \left( 1 + \frac{(p_{21})_{t_1} + (p_{21})_{t_2}}{2} - \frac{\pi^2 (T_2 - T_1) [(T_2 - T_1) a_{21} + \gamma (3a_{21}^2 - 1)] (\Delta t)^2}{12 T^4} \right) \quad (6)$$

und

$$\Delta T_2 = -\gamma \left( 1 + \frac{(p_{12})_{t_1} + (p_{12})_{t_2}}{2} - \frac{\pi^2 (T_1 - T_2) [(T_1 - T_2) a_{12} + \gamma (3a_{12}^2 - 1)] (\Delta t)^2}{12 T^4} \right), \quad (7)$$

worin

$$a_{12} = (a_{12})_{\varphi = 180^\circ}, \quad a_{21} = (a_{21})_{\varphi = 180^\circ} \text{ und z. B. } (p_{31})_{t_1} = (a_{21} \cdot \cos \varphi)_{t_1}$$

bedeuten. Die Korrektur (7) ergibt sich aus (6) durch Vertauschen der Indizes 1 und 2, weil (2) aus (1) wegen  $\cos \varphi = \cos(\varphi_1 - \varphi_2) = \cos(\varphi_2 - \varphi_1)$  gleichfalls durch Vertauschen dieser Indizes hervorgeht.

Da über die zeitliche Lage von  $t_0$  in bezug auf  $t_1$  und  $t_2$  in unserer Ableitung keinerlei Annahmen gemacht sind, gelten die Korrekturen (6) und (7) sowohl für einseitige als auch für zweiseitige Phasen.

Unter der sicherlich immer erfüllten Voraussetzung, daß

$$a_{21}^2 \text{ bzw. } a_{12}^2 > \frac{1}{3},$$

ist für dasjenige der beiden Pendel, das die kleinere Schwingungszeit besitzt, in der Korrektur auf starres Stativ das von dem Quadrat der Beobachtungszeit  $\Delta t$  abhängige Glied stets positiv; für dasjenige mit der größeren Schwingungsdauer ist es  $\geq 0$ , je nachdem

$$\gamma \leq \frac{|T_1 - T_2| a_{21}}{3 a_{21}^2 - 1} \quad \text{bzw.} \quad \gamma \leq \frac{|T_1 - T_2| a_{12}}{3 a_{12}^2 - 1}$$

ist. Da ferner

$$(\varphi_2 - \varphi_1)_{t_2} - (\varphi_2 - \varphi_1)_{t_1} \approx \frac{(T_1 - T_2) \Delta t}{T^2} \cdot 180^\circ \dots \dots (8)$$

ist, so läßt sich mit Hilfe der Beziehungen (6), (7) und (8) leicht angeben, in welchem Intervall sich der den Pendeln bei Beginn der Beobachtungen zu erteilende Phasenunterschied halten muß und über welche Zeitdauer die Beobachtung ausgedehnt werden darf, wenn sich der Einfluß des Mitschwingens des Stativs auf die Schwingungszeiten der Pendel in vorgegebenen Grenzen halten soll. Die Beobachtungszeit ist verhältnismäßig am längsten, wenn

$$|180^\circ - \varphi|_{t_1} \approx |180^\circ - \varphi|_{t_2}^*)$$

ist.

---

\*) Diesen Sonderfall hat Vening-Meinesz behandelt in: *Bijdragen tot de theorie der slingerwaarnemingen*, Amsterdam 1915, S. 99—101.

## Versuche über die durchdringende Strahlung.

Von Konrad Büttner, Potsdam. — (Mit elf Abbildungen.)

I. Teil: Strahlen irdischer Herkunft. § 1. Die Apparate, deren Konstanten und Beeinflussung durch äußere Umstände werden beschrieben. Im Steinsalzbergwerk geht von einem Ra-Präparat dieselbe  $\gamma$ -Strahlenwirkung aus, wie in Göttingen, so daß der radioaktive Zerfall auch durch Höhenstrahlung nicht merklich beeinflußt erscheint. § 2. Die Eigenstrahlung (Strahlung des Gefäßes) ist zeitlich konstant. Der von ihr erzeugte Ionenstrom wächst mit der Spannung; Grund hierfür ist die mangelnde Sättigung des von den  $\alpha$ -Strahlen erzeugten Stromes. Das benutzte Panzerblei erweist sich praktisch  $\gamma$ -strahlenfrei. § 3. Wirkung von Schneefällen. Die Abnahme der Erdstrahlung mit der Höhe entspricht der theoretischen Berechnung. Starke Einflüsse von Streuung fehlen. — II. Teil: Die Höhenstrahlung. § 4. Die Flugzeugmessungen der Höhenstrahlung ergeben gleiche Werte wie die im Freiballon von Hess und Kolhörster. Flugzeug- und Hochgebirgsbeobachtungen haben gleiche Resultate. Aus dem Verhältnis der Empfindlichkeiten zweier Apparate gegen  $\gamma$ - und Höhenstrahlung zeigt sich eine Ähnlichkeit der Höhenstrahlung mit harter  $\gamma$ -Strahlung. § 5. Die tägliche Periode wurde in Göttingen (Ergebnis unsicher) und an zwei Stellen in den Alpen gemessen. Die Versuche stimmen untereinander überein. § 6. Absorptionsmessungen in Wasser und Eis bestätigen die bisherigen Ergebnisse. Versuche mit Bleipanzern in vier verschiedenen Höhen und bei verschieden dicken überlagernden Eisschichten ergeben quantitative Werte für den Absorptionskoeffizienten in Blei. Sie betragen  $\frac{\mu}{\rho_{\text{Pb}}} = 12.4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$

bis  $3.4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ . Die Koeffizienten werden kleiner, wenn durch Verstärkung der überlagernden Materie die Intensität der Höhenstrahlung abnimmt („Härtung“). Mit der Annahme, daß bei weiter verringerter Intensität die Härtung noch weiter geht, ist der sehr kleine  $\mu$ -Wert erklärbar, den Hoffmann hinter dicken Bleipanzern fand. § 7. Bleipanzerversuche auf einem Gletscher zeigen einen starken Richtungseffekt. Theoretisch und experimentell wird gezeigt, daß, in Abänderung einer Theorie Millikans, weiche Streustrahlen (weder als  $\gamma$ -Strahlen noch als bewegte Elektronen) praktisch nicht nachweisbar sind.

### I. Teil: Strahlen irdischer Herkunft.

Unter den Strahlenarten, die ein in dicke Metallwände eingeschlossenes Gasvolumen zu ionisieren vermögen, nimmt die durchdringende Höhenstrahlung unstreitig eine Sonderstellung ein. Ihr ist das Hauptinteresse der Arbeit gewidmet (Teil II). In diesem Teile werden eine Reihe von Versuchen mitgeteilt, die sich mit den Strahlenarten befassen, die von bekannten irdischen radioaktiven Erregern stammen. Es galt hierbei zunächst, im Hinblick auf die späteren Gebirgsmessungen die nötigen Geländeerfahrungen zu erhalten und die Brauchbarkeit der Instrumente an bekannteren Problemen zu prüfen. Es galt aber auch einige Effekte zu studieren, die störend auf die Messung der Höhenstrahlung einwirken konnten. Es gelang der Nachweis, daß der bei allen Versuchen als Zusatzglied mit gemessene Ionisationsstrom der Eigenstrahlung, d. h. der Strahlung der Wände des Ionisationsraums, wegen mangelnder Sättigung in systematischer Weise von der Spannung des

Elektrometers abhängt; ferner, daß das Blei des später (Teil II) benutzten Panzers praktisch  $\gamma$ -strahlungsfrei ist. Nichtbeachtung dieser Tatsachen hätte wahrscheinlich die Unmöglichkeit der Angabe von Absolutzahlen für Höhenstrahlung zur Folge gehabt. Verschiedene, die Erdstrahlung berührende Einflüsse, insbesondere deren Abnahme mit der Höhe, wurden untersucht.

**§ 1. Die Apparate.** Die durchdringende Strahlung, zusammen mit der Eigenstrahlung des Apparats bewirkt bekanntlich eine dauernde Ionisation aller Gase. So zeigt sich in jedem geschlossenen Gefäß, das eine isolierte Innenelektrode enthält, ein dauernder, schon bei niedriger Spannung gesättigter Strom  $i$ , der bei den von mir benutzten Apparaten die Stärke von beiläufig  $10^{-15}$  Amp. hat. Es ist  $i = N \cdot e \cdot V$ , wenn  $e$  das elektrische Elementarquantum,  $V$  das Gefäßvolumen und  $N$  die Zahl der in der Raum- und Zeiteinheit im Gefäß gebildeten Ionenpaare ist. Es ist üblich, diesen tatsächlich gemessenen Strom  $i$  darzustellen durch die Zahl  $N$ ; *als Einheit dient dann 1 J. d. h. 1 Ionenpaar erzeugt pro Kubikzentimeter und Sekunde.* Der Elektrizitätsverlust über den Isolator spielt praktisch keine Rolle, ebensowenig wirken die  $\beta$ -Strahlen der Umgebung, da die Gefäßwände für sie zu dick sind. Besonders vielseitige Verwendung (Laboratorium, Flugzeug, Bergwerk, Wasser, Hochgebirge) ist möglich bei den Apparaten mit Zweifadenelektrometern als Innenelektroden, wie sie von Wulf und später Kolhörster gebaut und oft beschrieben sind<sup>2) 4)</sup>. Die von mir verwandten Instrumente dieser Art seien durch folgende Angaben charakterisiert:

Tabelle 1. Die Apparate.

Bezeichnung	Nummer	Volumen cm	Kapazität cm	Wandung cm	Eigenstrahlung $J$	Evesche Zahl Ionenpaare $\text{cm}^{-1} \text{ g}^{-1} \text{ sec}^{-1}$	
A	Günther	4833	4000	0.95	0.3 Zn	2.5 bis 2.7	$4.7 \cdot 10^9$
	&						
B	Tegetmeyer	5127	4100	0.82	0.3 Zn + Papier	3.5 „ 3.8	$3.7 \cdot 10^9$

A hat magnetische, B mechanische Ladesonde: A ein Wulf-Kolhörster-Elektrometer mit Nickelstahl-Quarz-Temperaturkompensation, B ein Kolhörstersches Quarzschlingenelektrometer.

Zur Strahlungsmessung wird der Ausschlag des auf etwa 100 bis 300 Volt geladenen Elektrometers alle  $\frac{1}{2}$  bis 3 Stunden abgelesen. Aus dem so bekannten Abfall der Spannung in der Zeiteinheit läßt sich dann mit Hilfe der Instrumentkonstanten (Kapazität und Gasvolumen) der Ionenstrom in  $J$  berechnen. Zur Erhöhung der Ablesegenauigkeit wurden meist äußere und innere Ränder der beiden Elektrometerfäden an der Okularskala abgelesen. Da die Fadenbreite ja konstant ist, konnte hierdurch die Ablesegenauigkeit (etwa 0.2 Skalenteile oder 0.3 Volt) geprüft werden. Die Strahlungsangaben sind im allgemeinen auf 0.1 bis 0.2  $J$  (s. § 5) genau. Die Voltempfindlichkeit der Elektrometer wurde mit Anodenbatterien und einem Siemens-Halske-Präzisionsvoltmeter oft gemessen. Sie hat sich bei Apparat A seit 1922 praktisch nicht geändert.

Die Geradlinigkeit der auf Volt reduzierten Abfallkurve des Elektrometerausschlags bei konstanter äußerer Strahlung (Radium) ist übrigens ein scharfes Prüfmittel für die Richtigkeit der Volteichung.

Ein Einfluß der seitlichen Neigung der Elektrometer auf deren Ausschlagsweite bei gegebener Spannung war nicht festzustellen. Eichungen bei  $+5^{\circ}$  und  $+26^{\circ}\text{C}$  ergaben bei Apparat A keinen merkbaren Temperatureffekt (bei  $21^{\circ}$  Erhöhung weniger als 0.1 Proz. Änderung der Empfindlichkeit); dagegen zeigt sich, wohl als Wirkung der Kompensation bei starker schneller Temperaturänderung, eine Schwankung der Ausschläge, die in 10 bis 20 Minuten verschwindet.

Die Kapazität der Elektrometer wurde vom Hersteller, Günther & Tegetmeyer in Braunschweig, mit einem von der P. T. R. geeichten Harmskondensator bestimmt und von mir mit einem Gerdienkondensator nachgeprüft.

Die Evesche Zahl<sup>1)</sup>, die die Empfindlichkeit eines Instruments gegen Radium- $\gamma$ -Strahlen ausdrückt, wurde mit Radiummengen von 0.1 bis 2 mg in Entfernungen von  $\frac{1}{2}$ , 1, 2, 10 m gemessen bei möglichster Vermeidung der in der Umgebung an Wänden, Tischen usw. erzeugten Streustrahlen<sup>6)</sup>. Als Normal diente ein von der Chininfabrik Braunschweig geeichtetes 0.1-mg-Präparat. Neben dieser schwierigen, leicht durch Sekundärstrahlen gestörten absoluten Methode wurde oft eine nur relative Bestimmung der  $\gamma$ -Strahlenempfindlichkeit benutzt. Ein 0.1-mg-Präparat wurde in stets derselben Lage unmittelbar auf den Apparat gesetzt; hierbei sind Störungen durch Streustrahlen praktisch ausgeschlossen. Bei einer Wiederholung dieser Eichungen im Steinsalzbergwerk „Wittekind“ in Volpriehausen, gelegentlich der Eigenstrahlungsbestimmung (s. § 2), ergab die relative Methode genau denselben Wert wie in Göttingen, die absolute einen etwas (6 Proz.) kleineren. Bei den beschränkten Raumverhältnissen im Schacht ist eine Störung bei der absoluten Messung leicht möglich. Aus der Übereinstimmung in der relativen Bestimmung muß auf die Gleichheit der Intensität der  $\gamma$ -Strahlung eines Ra-Präparats hier und an der Erdoberfläche geschlossen werden. Im Steinsalz fehlt nun aber alle äußere Strahlung, auch die Höhenstrahlung; die Messung widerspricht daher der neuerdings<sup>3)</sup> wieder vermuteten Beeinflussung des radioaktiven Zerfalls durch äußere, besonders Höhenstrahlung.

Bei Apparat B ging die Evesche Zahl durch Innenauskleidung mit ganz dünnem Papier von 5.5 auf  $3.7 \cdot 10^9$  Ionenpaare  $\text{cm}^{-1} \text{g}^{-1} \text{sec}^{-1}$  herunter. Man erkennt hier die starke Beteiligung weicher Sekundärstrahlen an der Ionisation des Gases. Ähnliches gilt in geringerem Maße auch für die Höhenstrahlung (s. § 4).

**§ 2. Die Eigenstrahlung.** Nach unserer derzeitigen Kenntnis dürfte der nach Abschirmung aller äußeren Strahlung in den Gefäßen verbleibende Reststrom wirklich auf Eigenstrahlung beruhen, d. h. zum größten Teile von den  $\alpha$ -Strahlen herrühren, die die Gefäßwände verlassen. Er muß daher bei gut



verschlossenem Gefäß über lange Zeiten konstant sein<sup>4)</sup>. Für die beiden Apparate wurde die Restionisation mehrfach untersucht, Februar und Juli 1926 im Steinsalzbergwerk, Juni 1926 im Tiefen See bei Potsdam und September 1926 in der Eishöhle im Eigergletscher (nur Apparat A). Dort mußte allerdings erst eine Felsstrahlung von etwa 1  $J$  durch Bleipanzern abgeschirmt werden. Es zeigte sich durchweg völlige zeitliche Konstanz der Eigenstrahlung (bis auf 0.2  $J$ ).

Im Salzbergwerk „Wittekind“ in Volpriehausen i. Hann. (Direktor Bergassessor Albrecht) wurde in der 540-m-Sohle in einem vom Verkehr abgelegenen Blindschacht beobachtet, der allseitig von mehreren 100 m älterem Steinsalz umgeben war. Die mehrtägigen Beobachtungen im Februar ergaben zunächst als Absolutwerte der Eigenstrahlung bei mittlerer Spannung 2.5  $J$  für A und 10  $J$  für B.

Bei längeren Meßreihen in Göttingen und Dorfmark i. Hann., bei denen die äußere Strahlung durch Gebäude oder Blei- und Eisenschirme möglichst konstant gehalten wurde, hatte sich ein Sinken des Ionenstromes mit abnehmender Spannung des Elektrometers gezeigt. Da für  $\gamma$ -Strahlen stets Sättigungsspannung herrschte, lag es nahe, diese aus über 300 Einzelwerten gefolgerte Abhängigkeit von Ionisationsstrom und Spannung dem Verhalten der Eigenstrahlung zuzuschreiben. Dies konnte im Bergwerk bestätigt werden, da sich dort, wo ja nur Eigenstrahlung wirkt, die gleiche Erscheinung zeigte\*).

Die einfachste Erklärung hierfür liegt wohl darin, daß für die verwandten Spannungen der durch  $\alpha$ -Strahlen erzeugte Ionenstrom noch gar nicht gesättigt ist. Die Säulenionisation, die bei  $\alpha$ -Strahlen längs ihrer Bahn auftritt, bringt es mit sich, daß für Feldstärken von 30 bis 10 Volt/cm, wie sie im Mittel während der Messung in den Instrumenten herrschen, der Strom um 11 Proz., nämlich von 80 Proz. auf 72 Proz. des Wertes für volle Sättigung abnimmt [nach den Arbeiten von Moulin<sup>1)</sup>]. Für die Apparate mußte also der Reststrom als  $\alpha$ -Strahlenstrom in diesem Gebiet von 2.6 auf 2.4  $J$  für A, für B wegen der damals viel stärkeren Eigenstrahlung (s. unten) noch mehr sinken. — Starke unregelmäßige Erhöhung der Strahlung zeigte sich damals zuweilen bei Apparat A für Spannungen oberhalb 220 Volt. Wahrscheinlich handelt es sich dabei um dielektrische und mechanische Nachwirkungen des Isolators bzw. Elektrometers. Bei Apparat B scheint damals vor der Papierauskleidung (s. unten) auch eine geringe Isolatorleitfähigkeit (entsprechend etwa  $2 \cdot 10^{17}$  Ohm) bestanden zu haben. Näheres hierüber wurde schon in meiner ersten vorläufigen Mitteilung<sup>17)</sup> berichtet.

Die reichlich hohe Eigenstrahlung von Apparat B konnte ich im Mai 1926 — zum Teil mit den Hilfsmitteln des zweiten Physikalischen Instituts in Göttingen — durch Innenauskleidung der Wände mit dünnem Schreibmaschinenpapier auf 3.5  $J$  herabsetzen.

\*) Im Februar 1927 konnte mit beiden inzwischen neu gereinigten Apparaten derselbe Effekt im Bergwerk beobachtet werden.

*Im Folgenden ist bei allen Angaben von der Gesamtstrahlung die Eigenstrahlung, der Spannung entsprechend, abgezogen worden.*

Tabelle 2.

Ionisation durch Eigenstrahlung bei verschiedenen Spannungen.

Volt	100	150	200	250
Eigenstrahlungsstrom A	2.35	2.43	2.50	2.57 J
„ B	3.3	3.4	3.5	3.6 J

Es sei noch bemerkt, daß es unmöglich war, aus Schwankungserscheinungen den Charakter der Eigenstrahlung als  $\alpha$ -Strahlung zu zeigen. Nach einer Berechnung und nach Messungen ist nämlich für diese und für die Fehlerschwankung der gleiche Betrag, etwa 0.1 J, zu erwarten.

Für die Absorptionsversuche war ein Panzermaterial hohen Atomgewichtes nötig (s. § 6). Da Quecksilber im Gelände kaum brauchbar ist, mußte Blei genommen werden, dessen Isotope Ra D aber durch ihre  $\gamma$ -Strahlen vielleicht die Messungen stören konnte. Zur Prüfung wurde im Steinsalzbergwerk die Strahlung gemessen, einmal im ungepanzten Instrument, dann mit 2 bzw. 3 cm Blei. Es ergab sich hierdurch keine die Meßfehlergrenze (0.1 J) übersteigende Strahlungsänderung. Es muß also auf Strahlungsfreiheit sowohl des Panzerbleies als auch des Steinsalzes geschlossen werden. Der Bleipanzer wurde dann später zu den unten zu beschreibenden Versuchen verwandt. Das mindestens 20 Jahre alte Blei war so gegossen, daß die einzelnen transportablen Stücke Panzer von 2; 3 und ineinandergesetzt 5 cm Dicke bildeten, die um beide Apparate paßten.

Es sei hier als Ergänzung zu meinem zusammenfassenden Bericht<sup>5)</sup> darauf hingewiesen, daß wir im Wasser von Seen, Eis von Gletschern und vor allem Steinsalz praktisch völlig strahlungsfreie Substanzen haben. Gegen die Ansicht Hoffmanns<sup>14)</sup> und Millikans<sup>21)</sup>, daß Seewasser strahlungsverdächtig sei, ist neben meinen Messungen, die für die Reststrahlung in verschiedenem Material stets den gleichen Betrag ergaben (s. oben), anzuführen, daß (nach einer Berechnung Kolhörsters) selbst Wasser von so hoher Aktivität wie der Karlsbader Sprudel ( $10^{-13}$  g Ra/g H<sub>2</sub>O) nur 0.1 J Strahlung, die eben merkbar wäre, ergibt. Selbst destilliertes Wasser ist stärker aktiv als Seewasser<sup>8)</sup>. Bisher wurde bei solchen Rechnungen die Streuung im Wasser vernachlässigt. Hoffmann<sup>14)</sup> wies nach, daß die Gesamtwirkung der Strahlung von Radium durch Streueffekte nur um 70 Proz. steigt; dies spricht für die Brauchbarkeit von Wasser als Schirmsubstanz.

Meine Absorptionsmessungen mit verschiedenen dicken Bleiplatten auf dem Jungfraujoch (§ 7, Fig. 11) zeigen keinen Strahlungsanteil von der Härte gewöhnlicher  $\gamma$ -Strahlen. Hier gibt es somit keine merkbare Strahlung von im Gletscher, auf ihm (Oberflächenbelag) oder in der Luft befindlichen Ra-Substanzen.

**§ 3. Die Erdstrahlung.** Nach Abzug der Eigen- und Höhenstrahlung bleibt im wesentlichen die Erdstrahlung, die herkommt von der im Boden enthaltenen Radioaktivität und deren Emanationen. Ihr Studium wird erschwert durch die vielen, meist auf meteorologische Einflüsse begründeten, oft unregelmäßigen Schwankungen. Aus meinen Messungen sei hier nur Folgendes mitgeteilt:

Die Erdstrahlung ist an fast allen Punkten in der Nähe des Geophysikalischen Instituts nahezu dieselbe, etwa  $2.2 J$ . In und an Gebäuden, Zementwänden usw. höher. Im Zimmer hat sie starke Schwankungen.

Beim Studium meteorologischer Einflüsse, Druck, Temperatur, Sonnenschein usw., die ja oft bearbeitet sind<sup>2)</sup>, wurden wesentlich neue Ergebnisse nicht erzielt.

Millikan<sup>22)</sup> fand bei Messungen in großer Höhe eine Erniedrigung der Gesamtstrahlung inner- und außerhalb eines 5 cm dicken Bleipanzers nach einem Schneesturm. Dies bisher noch ungeklärte Phänomen, das Millikan damals als Hauptgrund gegen die Existenz der Höhenstrahlung anführte, veranlaßte mich, möglichst häufig (etwa zehnmal) bei Schneefällen zu messen. Es zeigte sich stets der auch für Regen charakteristische zeitliche Verlauf der Strahlungsänderung, der durch die Radioaktivität des Erdbodens und der Luft völlig erklärt werden kann: bei Beginn steigt die Strahlung um 0.2 bis  $2 J$ , je nach Art des Falles; kurze, feuchte Schneefälle und Schneesturm, die viel Radioaktivität in der Luft adsorbieren können, bringen starke, andauernde „leise“ Fälle geringe Erhöhung. Hernach sinkt die Strahlung, wie ich mehrmals beobachten konnte, entsprechend dem Abklingen der mitgeschleppten Radioaktivität. Bei allen Schneemessungen zeigte sich schließlich die Deckenwirkung, das Absinken der Strahlungsstärke unter den normalen Wert. Bei einem starken Schneesturm auf dem Brocken (1100 m hoch), wo die Erdstrahlung durch eine alte Schneewehe fast völlig absorbiert war, und sonst nur die Höhenstrahlung ( $3 J$ ) wirkte, zeigte sich derselbe Verlauf. Eine Erklärung für die merkwürdige Beobachtung Millikans konnte auch hier nicht gefunden werden. Andere als rein meteorologisch-luftelektrische Faktoren scheinen bei Schneefällen nicht in Frage zu kommen.

Nach den Messungen von G. Hoffmann<sup>14)</sup> mit Radium- $\gamma$ -Strahlen im Wasser wird der Absorptionsvorgang durch Streuung (Comptoneffekt) außerordentlich verwickelt. Besonders in der Nähe der Strahlenquelle gibt es so viele Streustrahlen, daß die Strahlungsintensität zuerst überhaupt nicht abnimmt. Erst in etwa 1 m Entfernung im Wasser kommt nach Hoffmanns Messung ein annähernd gleichmäßiger Wert für den Absorptionskoeffizienten zustande. Es schien nun aussichtsreich, zu untersuchen, ob Ähnliches gilt für die Abschirmung der Erdstrahlung in der Luft, d. h. für die Abnahme der Intensität mit der Höhe über dem Erdboden. Hier werden die untersten Schichten die weichen Strahlen absorbieren, dann aber muß, falls die Streuung nicht stört, im wesentlichen der Absorptionskoeffizient der harten Ra- $\gamma$ -Strahlen in

Luft maßgebend sein [ $\mu_{\text{Ra-}\gamma\text{-Luft}} = 4.6 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$  nach V. F. Hess<sup>1)</sup>]. Die Strahlung (näherungsweise betrachtet) geht aus von einem halb unendlichen, gleichmäßig mit strahlender und absorbierender Substanz erfüllten Raume (der Erde), der durch eine unendliche Ebene (die Erdoberfläche) von einem gleichmäßig absorbierenden Medium getrennt wird (der Luft). Die Strahlung  $\Phi(x)$  beträgt dann im Abstände  $x$  von der Grenzfläche in diesem Medium<sup>1)</sup>

$$\Phi(x) = \Phi(0) [e^{-\mu x} - \mu x \int_{\mu x}^{\infty} y^{-1} e^{-y} dy],$$

wenn  $\Phi(0)$  den Wert für  $x = 0$  bedeutet.

Tabelle 3. Abnahme der Erdstrahlung mit der Höhe.  
21. Juni 1926, 10<sup>a</sup> bis 6<sup>p</sup>. Apparat A.

X = Höhe in Metern	Strahlung				$\Phi(x)$
	gemessen	Eigen-	Höhen-	Erdstrahlung	
0	6.37	2.40	2.00	1.97	1.60
10	5.88	2.53	2.00	1.35	1.35
30	5.49	2.52	2.03	0.94	1.05
70	5.35	2.50	2.07	0.78	0.72
110	5.05	2.48	2.12	0.45	0.51
170	4.95	2.47	2.17	0.31	0.33
230	4.77	2.45	2.20	0.12	0.22
	$\pm 0.05$				

Auf dem großen Funkenturm in Königswusterhausen bei Berlin bot sich die Gelegenheit, Messungen in verschiedenen Höhen bis 230 m zu machen. Die

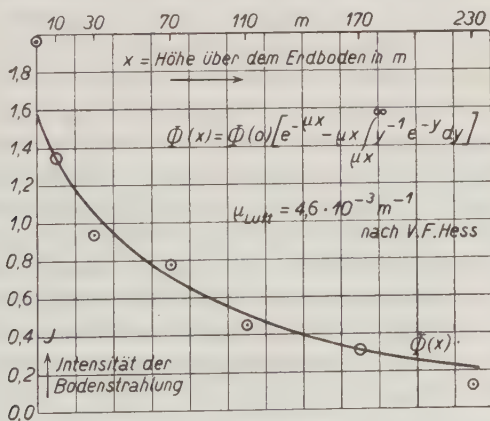


Fig. 1. Abnahme der Erdstrahlung mit der Höhe.

Umgebung des Turmes weicht von der Ebene nur wenig ab. Auf den einzelnen Plattformen wurde je etwa 1 bis 2 Stunden lang alle 10 Minuten abgelesen.

In Tabelle 3 ist von dem gemessenen Gesamtstrom der der Eigen- und Höhenstrahlung entsprechend der gerade herrschenden Elektrometerspannung bzw. Höhe abgezogen. Neben die so erhaltenen Werte der Erdstrahlung sind



die von  $\Phi(x)$  gesetzt. Wegen der zuerst absorbierten weichen Strahlungskomponenten wurde der Wert in 10 m Höhe als Basis für die theoretische Rechnung genommen. Wie die aus Tabelle 3 gewonnene Fig. 1 zeigt, ist der größte Teil der Erdstrahlung harter Ra- $\gamma$ -Strahlung ähnlich. Eine merkbare Beeinflussung der Absorptionsgesetze durch Streuung ist nicht zu erkennen. Die Abweichungen von der theoretischen Kurve — im Mittel  $\pm 0.07 J$  — lassen sich allein durch Meßfehler erklären, denn diese betragen etwa  $0.05 J$ . Der Wert der Höhenstrahlung am Boden von 2.0  $J$ , der kurz vorher auf einem See bestimmt wurde, wird hier bestätigt durch die Messung in 230 m Höhe, wo die Erdstrahlung fast verschwindet.

## II. Teil: Die durchdringende Höhenstrahlung \*).

Das Hauptinteresse der Arbeit galt der Höhenstrahlung, deren Ursprung und Härte zu ganz besonderer Beachtung zwingen. Es herrschten hier, als ich vor einem Jahre meine Arbeit begann, eine Reihe von Widersprüchen, deren Aufklärung versucht werden sollte: Millikan<sup>22)</sup> fand im Flugzeug nur ein Viertel der Stärke der Strahlung in größeren Höhen (bis 5000 m), verglichen mit Kolhörsters Werten von 1914; dagegen fand Millikan<sup>21)</sup> im Hochgebirge dieselben Werte wie Kolhörster im Ballon, Kolhörster am Jungfraujoch (3500 m) aber nur die Hälfte davon. Weiter wurde das Bestehen einer täglichen Periode, wie sie Kolhörster im Sommer 1923 und 1924 und vor allem 1926 beobachtete, von vielen Seiten bezweifelt [Hoffmann<sup>18)</sup>, Běhounek<sup>16)</sup>, Millikan<sup>22)</sup>]. Besonders große Unklarheit aber herrschte über die Härte der Strahlung bei Anwendung von Bleischirmen. Hierauf wies Kolhörster<sup>19)</sup> kürzlich besonders hin. Messungen im Blei haben aber vor anderen das voraus, daß bei ihnen die Streueffekte weit weniger stören als etwa bei solchen in Luft oder Wasser<sup>5)</sup>. Die im folgenden beschriebenen Versuche sprechen dafür, daß die Höhenstrahlung in gewisser Höhe in freier Luft (Flugzeug) und im Gebirge die gleiche Intensität hat (§ 4); ferner daß sie eine tägliche Periode hat. Der Hauptzweck der Alpenexpedition war, brauchbare Messungen der Härte der Höhenstrahlung bei Anwendung von Panzermaterial hoher Ordnungszahl (Blei) zu bekommen (§ 6). Hierbei gemachte Erfahrungen erlauben eine Diskussion der Millikanschen Theorie des Streueffektes (§ 7).

**§ 4. Absolutwerte in verschiedenen Höhen im Flugzeug und Hochgebirge.** Absolutwerte der Intensität der Höhenstrahlung wurden von mir auf Seen, Gletschern bis 3800 m und im Flugzeug bis 6800 m Höhe gewonnen. Zu den Flügen Nr. 1 bis 3, die von Staaken bei Berlin ausgingen

---

\*) Wegen der von mir der Vollständigkeit halber in meinem zusammenfassenden Bericht<sup>5)</sup> mit angeführten Bezeichnung „Hesssche Strahlung“ vgl. Wigand<sup>9)</sup>.

und über die schon berichtet wurde<sup>18)</sup>, kommen noch zwei in Passagierflugzeugen der Lufthansa. Der erste hiervon (Nr. 4, Berlin—Hannover, 500 m Höhe) brachte leider kein Ergebnis, da eine Fehlerquelle, die Leuchtuhr eines Mitreisenden, zu spät entdeckt wurde. Nr. 5, München—Innsbruck, führte auf eine Gipfelhöhe von 2600 m. Bei diesen Flügen wurden die Instrumente zum Ablesen frei in der Hand gehalten. Die Erschütterungen des Motors scheinen so weniger zu stören als bei der früher von mir verwandten Aufhängung mit Gummiseilen. In den Alpen wurde die Strahlung an verschiedenen Stellen, stets unter völligem Ausschluß der Erdstrahlung durch Eis, Schnee oder Wasser bestimmt, ferner auf einem See bei Potsdam<sup>17)</sup>, in Königswusterhausen (§ 3) und mit einem Eisenpanzer in Göttingen<sup>17)</sup>.

Bei den Radiummessungen in den Alpen zeigte sich eine um 26 Proz. kleinere Evesche Zahl (s. § 1) als in Göttingen, wohl wegen teilweisen Aus-

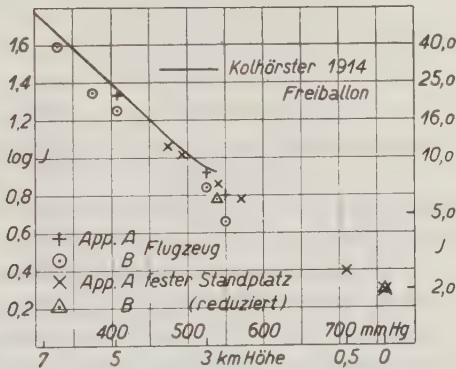


Fig. 2. Höhenverlauf der Höhenstrahlung.

laufens des inneren Überdrucks der Instrumente durch die Transportstöße. In Tabelle 4 sind die Angaben bei Nr. 3, 5, 7, 8 entsprechend reduziert, um sie mit den Flugzeugmessungen, bei denen die Radiummessungen unmittelbar nachher normale Werte gaben, vergleichbar zu machen. Um den Absorptionsvorgang der Strahlung in Luft zu zeigen\*), wurde in Fig. 2 der Logarithmus der Intensität in Abhängigkeit vom überlagernden Luftdruck (in Millimetern Quecksilber) gezeichnet und zum Vergleich die Werte von Kolhörsters Hochfahrt von 1914 mit eingetragen; letztere nach der Reduktion von v. Schweidler<sup>7)</sup>.

In Tabelle 4 bedeutet F 5 Flug Nr. 5. Die Angaben über die zu erwartende Ungenauigkeit  $\Delta N$  sind nur annähernd richtig, jedenfalls eher zu groß als zu klein.  $t$  bedeutet die ungefähre Versuchsdauer.

\*) In den vorläufigen Mitteilungen [Naturw. 1927, Heft 7 und Zeitschr. f. Geophys. 2, 291 (1926)] wurden die Messungen in der bisher üblichen Form (Abhängigkeit von Höhe und Strahlungsstärke) graphisch aufgetragen.

Aus Tabelle 4 und Fig. 2 lassen sich folgende Schlüsse ziehen:

1. Die Angaben  $N_A$  des Apparates A fallen mit den Messungen von Hess und Kolhörster, die mit ähnlich gebauten Instrumenten im Freiballon gewonnen wurden, zusammen. Die Höhenstrahlung ist also über lange Zeiten konstant.

Tabelle 4. Höhenverlauf der Höhenstrahlung.

Nr.	Ort	Höhe m	Druck mm Hg	$N_A$	$N_B$	$\frac{N_A}{N_B}$	$\Delta N$	t
1	Potsdam, Tiefer See; Göttingen, Eisenpanzer . . . . .	30	760	2.0	2.0	(1.0)	0.2	2 <sup>d</sup>
2	Brienzer-, Vierwaldstätter See . . . . .	500	710	2.5	—	—	0.3	1 <sup>h</sup>
3	Eigergletscher (Schweiz) . . . . .	2300	571	6.0	—	—	0.2	1 <sup>d</sup>
4	F 5 . . . . .	2600	549	6.3	4.6	—	0.5	20 <sup>m</sup>
5	Guslarfener (Tirol) . . . . .	2800	540	7.2	6.0	1.20	0.2	15 <sup>d</sup>
6	F 1 und F 3 . . . . .	3000	525	8.4	6.9	1.21	0.3	20 <sup>m</sup>
7	Jungfrauoch . . . . .	3500	493	10.5	—	—	0.2	1 <sup>d</sup>
8	Wildspitze (Tirol), Nordgipfel . . . . .	3770	474	11.5	—	—	0.4	2 <sup>h</sup>
9	F 1 und F 3 . . . . .	5030	407	21.4	17.6	1.21	0.5	20 <sup>m</sup>
10	F 2 . . . . .	5630	380	—	22.0	—	1.0	20 <sup>m</sup>
11	F 3 . . . . .	6770	330	—	39.0	—	2.0	20 <sup>m</sup>

Verhältnis der Eveschen Zahlen (Ra-Empfindlichkeit)  $\frac{N_A}{N_B}$  : 1.27

2. Nach Anbringung der oben besprochenen Reduktion entsprechend den Radiumempfindlichkeiten herrscht Übereinstimmung zwischen den auf festen Standplatz und in freier Luft gewonnenen Werten. Der kleinere Wert (ein Viertel) bei Millikans Flugzeugmessungen<sup>21) 22)</sup> wird vielleicht der anderen Bauart der Apparatur, der bei Kolhörsters Gebirgsmessungen (etwa die Hälfte) zum Teil ungenügender Abschirmung bei der Bestimmung der Eigenstrahlung zuzuschreiben sein. (Die Eishöhlen im Jungfraugebiet sind nicht strahlungsfrei, S. 164.)

3. Bekanntlich ändert sich wegen der verschieden starken Sekundärstrahlen-erzeugung die Ionisationswirkung von  $\gamma$ -Strahlen, wenn die Substanz, aus der die Wände der Ionisationskammer insbesondere auf der Innenseite bestehen, eine andere wird. Je härter nun die  $\gamma$ -Strahlung ist, desto geringer wird erfahrungsgemäß der Einfluß des Wandmaterials. Kolhörster<sup>11)</sup> fand auch dementsprechend, daß für  $\gamma$ -Strahlen die Ionisationswirkung durch Innenauskleidung der Kammer mit einer hochatomigen Substanz (Wolfram) im Verhältnis 1.8:1 stieg; bei Höhenstrahlung ergab sich eine kleinere Zahl 1.3:1. Dies wurde als Beweis dafür angesehen, daß die Höhenstrahlung eine besonders harte  $\gamma$ -Strahlung (Ultra- $\gamma$ -Strahlung) ist. — Analog muß nun bei Innenauskleidung mit einer leichten Substanz die Ionisationswirkung sinken, für  $\gamma$ -Strahlen mehr als für Höhenstrahlung. Apparat B hat (§ 2) im Innern eine Papiereinlage, die das Verhältnis der Eveschen Zahlen ( $\gamma$ -Ionisation) der beiden Apparate auf 1:1.27 herabgedrückt hat. Für Höhenstrahlung ergab sich tatsächlich eine kleinere Zahl: 1:1.21 (im Mittel aus Tabelle 4, falls Versuch 1 wegen

der besonderen Komplikationen, die anscheinend im Meeresniveau herrschen, und Nr. 4 wegen zu großer Ungenauigkeit fortgelassen werden). Dies kann als Gegenversuch und Bestätigung der Kolhörsterschen Messung<sup>11)</sup> betrachtet werden.

**§ 5. Die tägliche Periode.** Aus den Messungen der täglichen Periode, die uns ja über die Herkunft der Höhenstrahlung Auskunft geben soll, schloß man bis vor kurzem mit Sicherheit nur auf die Einflußlosigkeit direkter Sonnenstrahlen<sup>2)</sup>. Als wichtigste andere Möglichkeit blieb eine Herkunft der Strahlung von der Sonne auf indirektem Wege, d. h. etwa im Zusammenhang mit Polarlichtern<sup>10)</sup>, oder von radioaktiven Massen in der hohen Stratosphäre oder vom Fixsternhimmel. Die ersten Arbeiten Kolhörsters am Jungfraujoch<sup>11)</sup>, angeregt von Nernst, deuteten auf eine Periode, die dem Stande der Milchstraße entsprach. Die Schwankung der Maxima dort betrug etwa 12 Proz. der Gesamtintensität der Höhenstrahlung.

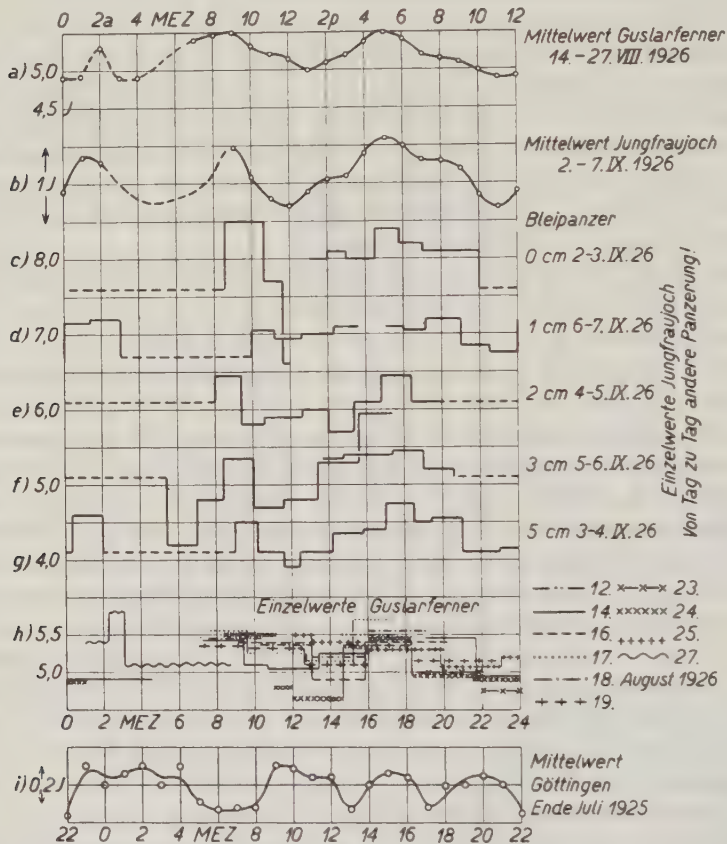
Es war also hiernach in Meereshöhe bei 2.0  $J$  Stärke der Höhenstrahlung eine Periode mit einer Amplitude von 0.2 bis 0.3  $J$  zu erwarten. Dies mußte nachzuweisen sein. Im Juli 1925 wurde mehrere Wochen hindurch im Gauß-Haus (Holzbaracke) beim Geophysikalischen Institut die Strahlung registriert. Wegen des Zementfußbodens war eine Störung durch Schwankungen der Erdstrahlung nicht zu erwarten. Ein eigentlich zur magnetischen Wage gehörender Registrierapparat mit 20 cm breitem photographischen Film und Apparat A wurden benutzt. Zuerst ließ ich das Elektrometer von einer Anfangsspannung an abklingen. So zeigte sich zuerst der Einfluß der Spannung auf die Stärke der Eigenstrahlung (siehe § 2). Später wurde durch Uhrwerk und Elektromagnete stündlich automatisch auf dieselbe Spannung aufgeladen, wobei die magnetische Ladesonde von Apparat A sehr von Nutzen war. Es ergaben sich Andeutungen einer Periode der erwarteten Stärke, die Maxima abends stimmten ungefähr mit denen Kolhörsters überein (Fig. 3); dagegen fiel das gegen 3<sup>a</sup> auf ein Minimum bei den Jungfraujochmessungen des Juli 1924. Im August dieses Jahres konnten jedoch Kolhörster und ich zeigen, daß ein Maximum gegen 2<sup>a</sup> existiert, das vielleicht mit dem Juli 1925 von mir gemessenen identisch ist.

Im März bis Mai 1926 wurde die tägliche Periode unter fast völligem Ausschluß der Erdstrahlung durch Panzer in Meereshöhe gemessen. Hierüber wurde schon berichtet<sup>17)</sup>. Es zeigten sich wieder Andeutungen einer Periode der erwarteten Stärke und einer Verschiebung der Maxima entsprechend der Sternzeit.

Während diese langwierigen Arbeiten wegen der geringen Intensität und der vielen Fehlerquellen fast ergebnislos waren, zeigte sich in den Alpen die Periode mit unerwarteter Deutlichkeit. Meine zweiwöchige Messung auf dem Guslarferner in Tirol (etwa 46° 51' geogr. Breite und 10° 49' östl. Länge) steht in Übereinstimmung mit der unmittelbar danach am Jungfraujoch



(etwa  $46^{\circ}32.5'$  geogr. Breite und  $7^{\circ}59'$  östl. Länge) ausgeführt: Dort fand ich Anfang September die Periode auch in Bleipanzern verschiedener Stärke. In Fig. 3 sind diese Messungen ohne die bisher übliche Mittelbildung gezeichnet (Kurve  $c—g$ ;  $h$  für Guslarferner), darüber die Mittel vom Guslarferner und Jungfraujoch ( $a$  und  $b$ ), darunter die oben besprochene Göttinger Reihe ( $i$ ).



Bei Kurve  $c) - g)$  bedeutet — — — den Wert der Strahlung über mehr als vier Stunden (dabei verschwinden die Einzelheiten der Periode, während die Genauigkeit sich erhöht).

Zum Vergleich nach Sternzeit ist  $f)$  gegen  $a) - h)$  um  $g^h$  verschoben.

Fig. 3. Tägliche Periode der Höhenstrahlung.

Eine Fehlerrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate ergab als mittleren Fehler einer Einzelmessung  $\pm 0.2 J$  (sowohl am Guslarferner als im Jungfraugebiet); als mittleren Fehler eines Punktes der aus den Einzelmessungen nach MEZ gemittelten Periodenkurve des Tages  $\pm 0.08 J$  und endlich als mittleren Fehler des aus einer 24-Stundenreihe entnommenen Tages-

mittels der Höhenstrahlung, d. h. für deren Betrag bei der betreffenden Anordnung  $\pm 0.06 J^*$ ).

In Fig. 3 sind die Messungen vom Guslarferner und Jungfraujoch (ohne die in § 4 verwandte Reduktion auf gleiche  $\gamma$ -Strahlenempfindlichkeit) aufgetragen. Bei der Bildung der Kurve der mittleren täglichen Periode am Jungfraujoch sind die bei stärkeren Bleipanzern erhaltenen Schwankungen entsprechend dem Sinken der Gesamtintensität erhöht worden.

Die kurz hintereinander an zwei verschiedenen 185 km entfernten Orten erhaltenen Kurven stimmen überein in der Stärke der Amplitude (10 Proz. der gesamten Höhenstrahlung) und in den Zeiten der Hauptmaxima: 2<sup>a</sup>, 9<sup>a</sup>, 5<sup>p</sup> MEZ.

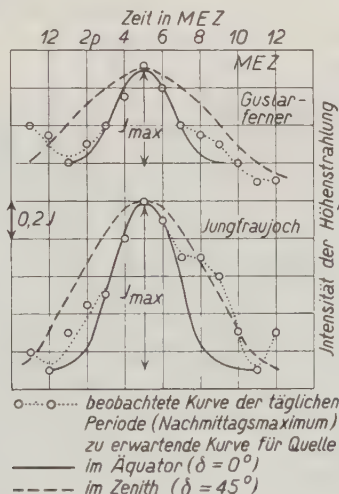


Fig. 4. Tägliche Periode und Meridiandurchgang einer Strahlenquelle.

In § 7 wird gezeigt werden, daß eine starke Ablenkung der von außen eindringenden Höhenstrahlung aus ihrer Richtung nicht zu erwarten ist. Da nun andererseits die Absorption in der Lufthülle der Erde bekannt ist, erscheint es lohnend, zu untersuchen, ob die Form der wirklich beobachteten Intensitätskurve sich erklären läßt durch den Meridiandurchgang gewisser begrenzter

\*) Ein Einfluß der Luftdruckänderungen auf die Strahlungsstärke, der wegen der geänderten absorbierenden Masse zu erwarten wäre [s. L. Mysowski und L. Tuwim: Zeitschr. f. Phys. **39**, 146 (1926)], kann aus den Periodenmessungen am Jungfraujoch nicht ersehen werden. Die größte Tagesschwankung des Druckes betrug dort nur 1.8 mm Hg, was nur 1 bis 2 Proz. Strahlungsänderung geben könnte. Vom Guslarferner liegen keine Barogramme vor. Messungen auf der Zugspitze im März 1927<sup>26</sup>), die eine Andeutung für die Sternzeitlichkeit der täglichen Periode brachten, ergaben einen Druckeinfluß von 0.9 Proz./mm Hg, ohne daß die Form der Periodenkurve dadurch beeinflusst wurde.

Stellen des Himmels, Mirasterne nach Corlin<sup>23</sup>]). Jedem Stundenwinkel  $\tau$  vor und nach der Kulmination entspricht bei gegebener Deklination  $\delta$  und geographischer Breite  $b$  eine bestimmte Absorption der Strahlung:

$$e^{-\mu d / \sin b \cdot \sin \delta + \cos b \cdot \cos \delta \cdot \cos \tau},$$

wobei  $\mu = 5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$  den Massenabsorptionskoeffizienten in Luft,  $d$  den Atmosphärendruck in cgs-Einheiten am Beobachtungsort bedeuten. Fig. 4 zeigt das Ergebnis der Rechnung für  $\delta = 0^\circ$  (Quelle im Himmelsäquator) und  $\delta = 45^\circ$  (Quelle passiert den Zenit) mit  $b = 45^\circ$  in graphischer Darstellung, wobei als Intensität der Quelle bei der Kulmination die Gesamtamplitude (0.9 bzw. 0.5  $J$ ) genommen wurde. Der Vergleich wurde durchgeführt für das Nachmittagsmaximum (5<sup>p</sup>), da hier die meisten Einzelmessungen vorliegen. Übrigens erkennt man ein schwaches sekundäres Maximum um 8<sup>p</sup>

Fig. 4 zeigt nun für  $\delta = 0^\circ$  (Himmelsäquator) für das Hauptmaximum annähernd Übereinstimmung von Rechnung und Messung; für  $\delta = 45^\circ$  (Zenit-Quelle) verläuft die Kurve zu flach.

Auf eine weitere „astrophysikalische“ Diskussion muß, da die Sternzeitbedingtheit der Periode noch nicht erwiesen ist, vorläufig verzichtet werden.

**§ 6. Absorption in Wasser, Luft und Blei.** Aus den Freiballonmessungen von Hess und Kolhörster hat man schon früh den Absorptionskoeffizienten in Luft bestimmen können. Die Abschirmversuche<sup>4)</sup> mit Wasser und Eis von Gockel, Kolhörster, Millikan und Cameron, Myssowski und Tuwim ergaben auch die Härte der Höhenstrahlung für dieses Material, wobei die Absorptionskoeffizienten in Luft sich größer erwiesen als in Wasser. Natürlich muß bei jeder Berechnung dieser Art eine Annahme über die Einfallrichtung der Strahlung gemacht werden.

Bei meinen Versenkversuchen bei Potsdam<sup>17)</sup> ergab sich für die verschiedenen Tiefen folgende Intensität der Strahlung (in den ungepanzerten Apparaten  $N_A$  und  $N_B$ ; ferner für B mit Panzer):

Tabelle 5. Absorption in Wasser (Juni 1926).

Tiefe in Metern	$N_A$	$N_B$	$N_B$ mit 5 cm Blei
0	1.97	2.05	1.2
1.0	1.72	—	—
2.0	1.23	1.05	0.98
4.0	0.86	0.75	0.52
6.5	0.42	0.37	0.26
8.5	0.27	0.25	0.04

Der mittlere Fehler der  $N_A$  und  $N_B$  beträgt  $\pm 0.1 J$ ; berechnet sowohl aus Mehrfachmessungen in derselben Wassertiefe als auch aus den Abweichungen der Einzelwerte von der mittleren exponentiellen Abnahme der Intensität.

Nimmt man paralleles senkrechtcs Einfallen der Höhenstrahlung an, so ergibt sich aus Tabelle 5 ein Massenabsorptionskoeffizient in Wasser:

$$\mu/\rho = (2.43 \pm 0.1) \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}.$$

Auf dem Guslarferner in Tirol ließ ich Apparat B auf verschiedene Tiefen in eine oben etwa 80 cm breite Gletscherspalte hinab. Die Form der Spalte war so, daß von 2 m Tiefe an direkte Strahlung das Instrument kaum noch treffen konnte. Es ergab sich:

Tabelle 6. Absorption in der Eisspalte.

Tiefe in Metern . . . . .	0	2.0	4.5	6.5
Zahl der Messungen . . . . .	6	6	2	2
Strahlung $N_B$ . . . . .	4.4	2.8	1.8	$1.3 \pm 0.1 J$
$\mu/\rho \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$ . . . . .		2.4	2.05	1.8



Fig. 5. Apparat A im 2-cm-Bleipanzcr; Guslarferner.  
[Der Eispickel (1 m) diene als Maßstab.]

Die Strahlung scheint nach unten hin härter zu werden, der Absorptionskoeffizient nimmt ab. Vielleicht spielt hierbei der kleine Anteil direkter Strahlung eine Rolle. Dann wäre der unterste, sehr kleine Wert  $\mu/\rho = 1.8 \cdot 10^{-3}$  maßgebend.

Unter besser definierten Verhältnissen arbeitete ich in dem Eisgang auf dem Jungfrauojoch (Fig. 6). Dort ging durch eine überlagernde Eisschicht von 5.6 m die Strahlung in Apparat A von 7.8 auf 1.4  $J$  herunter. Das ergibt, wieder bei Annahme einer senkrecht von oben kommenden Strahlung bei einer Eisdichte von 0.9

$$\mu/\rho = 3.4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}.$$

Kolhörster fand in gleichen Höhen etwas kleinere Absorptionskoeffizienten, dabei auch Andeutungen für deren Zunahme mit der Höhe [Härtung]<sup>4) 5)</sup>.



Wovon die Unterschiede zwischen den einzelnen in gleicher Höhe gemachten Messungen herrühren, ist noch nicht zu ersehen.

Als Massenabsorptionskoeffizient in Luft ergibt sich aus meinen Flugzeug- und Gebirgsmessungen (§ 4, Fig. 2 und Tabelle 18) für senkrechten Einfall der Strahlung:

Höhe in Metern . . . .	0—2500	2500—7000
$\mu/\rho$ Apparat A . . . .	4.2	6.4
$\mu/\rho$ Apparat B . . . .	3.9	$6.1 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$

Dabei sind die Werte für 0 bis 2500 m Höhe etwas unsicher.

Während man für Wasser, Eis und Luft wenigstens einigermaßen einheitliche Absorptionsverhältnisse fand, brachte die erste mit Bleipanzern gemachte

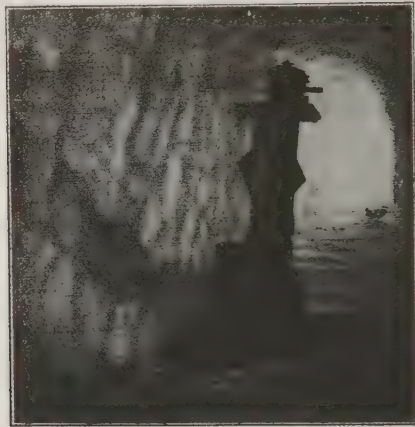


Fig. 6. Apparat A, Eisgang unter dem Jungfraujoch.  
Davor der 5-cm-Bleipanzer.

Abschirmung eine große Überraschung. Sie führte Hoffmann zunächst zur Ablehnung der Existenz der Höhenstrahlung im Meeresniveau<sup>13)</sup>, da sich hinter 12 cm Blei nur noch eine ganz geringe Änderung [nach der neuesten Arbeit  $0.08 J$ ]<sup>15)</sup> durch Panzerverstärkung auf 32 cm zeigte. Wollte man damals nicht die Existenz der Höhenstrahlung aufgeben, so blieb nur die Möglichkeit, dem Blei besondere Eigenschaften bei der Absorption der Strahlung zuzuschreiben oder sonst eine besondere Komplikation beim Absorptionsvorgang anzunehmen<sup>6)</sup>. Hoffmann<sup>13)</sup> wies darauf hin, daß infolge der starken Streuung bei einer so harten Strahlung in Stoffen niedriger Ordnungszahl von Absorption eigentlich keine Rede sein könne. An der Ionisation im Gefäß würden die im Wasser und Luft der Umgebung erzeugten weichen Sekundärstrahlen so beteiligt sein, daß über die Durchdringungsfähigkeit der Initialstrahlen auf diese Weise nicht ohne weiteres etwas gesagt werden könne. (Über einen neueren Standpunkt in dieser Frage siehe § 7.)

Um die Sekundärstrahlen, die den  $\gamma$ -Strahlen ähnlich sein müssen, wenigstens teilweise abzudrosseln, wiederholte ich in Potsdam den Versenkversuch im Wasser, indem ich dabei den Apparat B mit 5 cm Blei allseitig umgab (Tabelle 5). Vom Preußischen Wasserbauamt war hierzu ein großer



Fig. 7. Apparat A auf dem Jungfraujoch.  
Dahinter der geophysische Pavillon.



Fig. 8. Apparat A auf dem Jungfraujoch im 5-cm-Bleipanzern.  
Im Hintergrunde der Aletschgletscher.

Prahm, der für fünf Tage vor Anker lag, und eine Schiffskrananordnung für das Versenken zur Verfügung gestellt. Das Gewicht des zu diesen Messungen benutzten Panzers beträgt 270 kg (siehe § 2, S. 165). Die Wassertiefe war etwa 11 m. Die Absorptionsverhältnisse (Tabelle 5) für das bleigepanzerte Instrument sind wesentlich anders als im ungepanzerten. Erklären lassen sie sich vielleicht durch Annahme einer starken Härtung der Strahlen mit wachsender Wassertiefe.

Der merkwürdig hohe Wert des Absorptionskoeffizienten in Blei auf der Seeoberfläche wurde nachgeprüft in Göttingen mit Apparat A. Die Strahlung ohne Panzer betrug  $3.9 J$ , die mit 5 cm Bleipanzer  $1,4 J$ . Da die Höhenstrahlung ohne Panzer  $2.0 J$  ist und also die Erdstrahlung  $1.9 J$ , die durch den Panzer auf  $0.1 J$  sinkt, so muß in 5 cm Blei noch  $1,3 J$  Höhenstrahlung sein. Dies stimmt einigermaßen mit der Potsdamer Bestimmung überein, paßt jedoch (siehe Fig. 8 und 9) schlecht zu den übrigen Absorptionsmessungen. Die Ursache ist vielleicht, daß die Luftstrahlung vernachlässigt wurde, hier wie auch bei den Absorptionsmessungen auf dem Tiefen See. Setzt man sie hier

mit dem üblichen Betrag von  $0.2 J$  an, so ergibt sich  $\frac{\mu}{\rho_{Pb}} = 5.5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$  (Tabelle 7, Nr. 7 a).

Im August und September wurden an drei Stellen in den Alpen stets unter völligem Ausschluß der Erdstrahlung durch Gletscher Bleipanzermessungen gemacht. Wegen der Transportschwierigkeiten wurde am Guslarferner in Tirol nur mit einem 2-cm-Panzer gemessen (Fig. 5). Bei dem Versuch, die Messung in der Spalte mit gepanzertem Instrument (70 kg Gewicht) zu wiederholen, verunglückte dann leider Apparat B, so daß im Jungfraugebiet nur A zur Verfügung stand. Auch ein Stück des Panzers konnte nicht aus der Spalte geborgen werden.

Im Anschluß an die Jungfraubahn wurde mit vollem Panzer (5 cm) auf dem Jochplateau (Fig. 7 und 8) und Eigergletscher gearbeitet. Zur Prüfung der Potsdamer Versuche wurde dann die Bleiabsorption noch gemessen an zwei verschiedenen tiefen Stellen in dem Eisgang, der vom Hotel Berghaus unter dem Jungfraujoche zum Geophysischen Pavillon der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft führt (Fig. 6). Die Einzelmessung mit einer Panzerstärke dauerte durchweg einen Tag mit 1- bis 2-stündiger Einzelablesung. Die Fehler der so erhaltenen Mittelwerte betragen  $\pm 0.06 J$  (siehe § 4, S. 173). Wegen der Unsicherheit in der Bestimmung der Eigenstrahlung, die ja stets abgezogen wurde (siehe § 2), können alle Werte gleichmäßig um etwa 0.1 bis 0.2  $J$  falsch sein.

Aus den Messungen konnten für acht verschiedene überlagernde Schichten (Luft, Wasser, Eis, Blei) bzw. für acht Intensitäten der Höhenstrahlung (außerhalb des Panzers) Absorptionskoeffizienten berechnet werden. Zum besseren Vergleich mit anderen Materialien sind die Koeffizienten auf die Dichte 1 reduziert (s. Tabelle 7).

In Tabelle 7 und Fig. 9 bedeutet  $D$  (Spalte VI) die gesamte überlagernde Massenschicht, gerechnet in Äquivalentmetern Wasser.  $D$  setzt sich zusammen aus dem Luftdruck (berechnet aus Spalte III), der überlagernden Wasser- oder Eisschicht (IV) und der umgebenden Bleischicht (V).

$N_A$  bedeutet die mit der betreffenden Panzerstärke gefundene nicht reduzierte Intensität für Apparat A (VII).

$\mu/\rho$  ist der daraus berechnete Massenabsorptionskoeffizient für Blei (VIII). In Fig. 10 ist die Härte der Höhenstrahlung in Abhängigkeit

von deren Intensität außerhalb des Panzers (schräggedruckte Zahlen in Tabelle 7, Spalte VII; in Fig. 10 ist an Nr. 1 bis 6 die Reduktion nach S. 169 angebracht) dargestellt.

Tabelle 7. Absorptionskoeffizienten in Blei.

I Nr.	II Ort	III Höhe in m	IV H <sub>2</sub> O in m	V Pb in cm	VI D in m	VII N <sub>A</sub> bei ... cm Bleipanzers in J					VIII $\mu/\rho \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$
						0	1	2	3	5	
1	Jungfrauoch . . . . .	3470	0	0	6.7	7.8	7.0	6.0 <sub>6</sub>	5.0 <sub>5</sub>	—	12.4
2	" . . . . .	3470	0	3	7.0	—	—	—	5.0 <sub>5</sub>	4.3	7.5
3	" Eisingang . . . . .	3470	3.3	0	10.0	2.6 <sub>5</sub>	—	—	—	2.0 <sub>2</sub>	5.0
4	" " . . . . .	3470	5.0	0	11.7	1.4 <sub>3</sub>	—	—	—	1.2 <sub>2</sub>	2.9
5	Guslarferner . . . . .	2800	0	0	7.4	5.3	—	4.3	—	—	9.0
6	Eigergletscher . . . . .	2300	0	0	7.8	4.4	—	3.9	—	3.0 <sub>5</sub>	6.3
7	Göttingen—Potsdam . . . . .	30	0	0	10.5	2.0	—	—	—	1.3	8.0
7a	" " . . . . .	30	0	0	10.5	1.8	—	—	—	1.3	5.5
8	Potsdam . . . . .	30	2	0	12.5	1.0	—	—	—	0.9*)	3.0
						bei 12 bis 32 cm					
9	Königsberg i. Pr. . . . .	0	1	20	12.0	—	0.5	—	0.4	—	1.0**)

Zu Tabelle 7 und Fig. 9 und 10 ist Folgendes zu bemerken:

1. Es sind hier zum ersten Male Absorptionskoeffizienten in Blei für Höhenstrahlung unter Ausschluß der Erdstrahlung gemessen worden<sup>19)</sup>. Sie liegen zwischen

$\mu/\rho = 12 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$  und  $3 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$  (Halbwertsdicke 4.9 und 18.0 cm Blei).

Die hier gefundenen weichen Bestandteile der Höhenstrahlung ( $\mu/\rho = 12 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ ) sind immer noch härter als die härtesten  $\gamma$ -Strahlen [ $16 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$  nach Hoffmann<sup>13)</sup>]. Die Bleiabsorptionskoeffizienten weichen für große Intensität der Höhenstrahlung wesentlich von denen für Wasser ab, die nur 2.5 bis  $3.4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$  betragen. Darauf, daß infolge der Streuung die mit Blei gemessenen Härten größere Bedeutung als die mit Wasser haben, wurde schon hingewiesen.

2. Trägt man aus Tabelle 7 die  $\mu/\rho$ -Werte als Funktion der überlagernden Masse D (Spalte VI) auf, so zeigt sich eine deutliche Abnahme von  $\mu/\rho$  mit wachsendem D, für Blei stärker als für Luft und Wasser (Fig. 9). Deutlicher wird dieser Härtungseffekt bei Betrachtung (Fig. 10) der Abhängigkeit von Härte ( $\mu/\rho$ ) und Intensität der Strahlung (Spalte VII). Bis auf Punkt 7 (siehe unten) zeigt sich für alle acht Einzelwerte ein fast lineares Ansteigen von  $\mu/\rho$  mit wachsender Intensität J, einerlei ob Blei, Luft, Wasser oder Eis als zwischenlagernde, „härtende“ Schicht diene. Es wären sehr große Bleimengen nötig gewesen, um am selben Ort den ganzen Härtungseffekt nur am Blei zu messen. So mußten Wasser und Luft als zwischenlagernde Masse be-

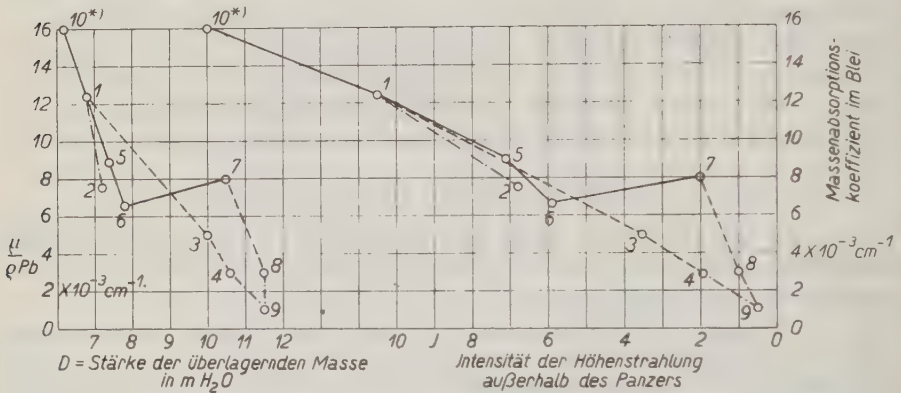
\*) Apparat B.

\*\*) Nach G. Hoffmann [Persönliche Mitteilung und <sup>26)</sup>].



nutzt werden, und nur stichpunktartig konnte bei verschiedenen Intensitäten die Härte im Blei gemessen werden. — In Meereshöhe zeigt sich eine deutliche Abweichung vom allgemeinen Verlauf, die durch Meßfehler kaum erklärt werden kann (Punkt 7). Die Strahlung ist hier viel zu weich. Von vornherein sind auch hier besondere Komplikationen zu erwarten, die jedenfalls noch weiter zu klären sind.

Dieser hier beschriebene Härtungseffekt dürfte (siehe § 7) seinen Ursprung nicht in Einflüssen des Streuvorganges haben. Dann muß aber auf eine recht mannigfaltige Zusammensetzung der Höhenstrahlung aus sehr verschiedenen harten Strahlen — die Wellenlängen würden (§ 7) drei Oktaven umfassen — geschlossen werden.



Als zwischenlagernde, die Härte ändernde Materie diente Luft ———, Wasser bzw. Eis — — — —, Blei ······. Die Zahlen an den gemessenen Punkten beziehen sich auf die Nummern der Tabelle 7.

Fig. 9. Abhängigkeit der Härte der Höhenstrahlung von der Stärke der überlagernden Massenschicht.

Fig. 10. Abhängigkeit der Härte der Höhenstrahlung von deren Intensität.

3. Nimmt man für noch weiter verringerte Intensität eine noch stärkere Härtung der Höhenstrahlung an, d. h. verlängert man in Fig. 9 die Kurve nach unten hin, so läßt sich die neueste Beobachtung Hoffmanns<sup>15)</sup> gut einordnen. Er fand nämlich bei Panzerverstärkung von 12 auf 32 cm Blei eine Strahlungsabnahme um 0.08  $J$ , also etwa von 0.5 auf 0.4  $J$ . Dabei wurde nach freundlicher persönlicher Mitteilung Hoffmanns die Eigenstrahlung durch Vergleich mit einem Instrument bestimmt, dessen Reststrom durch Überlagerung von 10 m Beton und 10 cm Blei bestimmt worden war. Andererseits berechnet

\*) Punkt 10 sei hier als vorläufiges Ergebnis einer Flugzeugmessung am 30. März 1927 mitgeteilt. In 2 cm Blei zeigte Apparat A in 4100 m Höhe 10.5  $J$ . Durch Interpolation in Fig. 2 ergibt sich die Strahlung ohne Panzer zu 15.1  $J$  und daher

$\frac{\mu}{\rho} = 16 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ . Aufstiege mit Blei auf größere Höhen sind geplant.

sich unter Annahme der Koeffizienten von Tabelle 7 ein Betrag der Höhenstrahlung außerhalb des Panzers von etwa  $1.5 J$  für die Hoffmannsche Apparatur, der mit den bisher gemessenen Intensitäten einigermaßen übereinstimmt.

**§ 7. Streuvorgang, Richtungseinfluß und Sekundärstrahlen\*).** Millikan<sup>23)</sup> stellt eine interessante Betrachtung über den Streuvorgang bei der Höhenstrahlung an. Zunächst berechnet er durch Extrapolation mittels der Formel von Compton und Ahmad für die Absorption von  $\gamma$ -Strahlen in streuender und absorbierender Materie:

$$\frac{\mu}{\rho} = \left\{ \frac{\sigma_0}{1 + 2A/\lambda} + C \cdot \lambda^3 \cdot Z^3 \right\} \frac{ZN}{A}$$

$[\sigma_0 = 6.64 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2, \text{ der klassische Streukoeffizient;}$

$A = 2.42 \cdot 10^{-10} \text{ cm}, C = 2.29 \cdot 10^{-2}, N = 6 \cdot 10^{23} \text{ die Avogadro'sche Zahl;}$

$Z, A \text{ Ordnungszahl und Atomgewicht der durchstrahlten Materie}]$

die Wellenlänge  $\lambda$  der Höhenstrahlung aus seinen Absorptionsmessungen ( $\mu/\rho_{\text{H}_2\text{O}} = 3 \text{ bis } 1.8 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ ) zu  $\lambda = 6.3 \text{ bis } 3.8 \cdot 10^{-12} \text{ cm}$ . Aus meinen Bleimessungen (§ 6) würden sich analog  $\lambda$ -Werte errechnen  $\lambda = 8.0 \text{ bis } 1.6 \cdot 10^{-12} \text{ cm}$ .

In der obigen Formel verschwindet für kleine  $\lambda$  und  $Z$  (Wasser, Luft) der zweite Summand in der Klammer, der Koeffizient der wahren Absorption gegen den ersten, den Streukoeffizienten.

Leider gilt nun die Formel nicht für den Absorptionsvorgang bei allseitig ausgedehnter Schirmmasse, mit der ja tatsächlich die Absorption der Höhenstrahlung gemessen wurde. Vielmehr ist sie nur gültig für ein begrenztes Stück Materie, wo einmal gestreute Strahlen nicht wieder in das Bündel eintreten können. Wenn auch diese mehrfach abgelenkten und daher weicheren Strahlen durch wahre Absorption geschwächt werden, so wird doch mit etwas größerem  $\lambda$  zu rechnen sein. Auch die Ergänzungen zur Compton'schen Theorie<sup>20)</sup> ergeben Ähnliches. Doch ändert dies nach einer Überschlagerrechnung die folgenden Schlüsse nicht wesentlich.

Die mittlere Abweichung des in einem Comptoneffekt gestreuten Lichtquants und des bewegten Elektrons von der Richtung des Primärstrahles ist<sup>23)</sup>:

$$\Theta = \arccos \left( 1 - \frac{\lambda}{A} \right)$$

( $A = 2.42 \cdot 10^{-10} \text{ cm}$ ).  $\Theta$  ergibt sich nach Millikan zu  $11^\circ$ , nach Kolhörsters<sup>20)</sup>  $\lambda$ -Berechnung zu  $24^\circ$ , aus meinen Bleimessungen zu  $7 \text{ bis } 14^\circ$ . Bei jedem Prozeß geht nun die Energie des Primärstrahles je zur Hälfte über

\*) In diesem Abschnitt sind einige Ergänzungen während der Drucklegung hinzugefügt; auch sei auf die sehr interessante Arbeit von G. Hoffmann<sup>26)</sup> verwiesen, deren Diskussion hier leider nicht mehr möglich war.

auf das bewegte Elektron und das neue Lichtquant, das die doppelte Wellenlänge des ursprünglichen hat. Hiernach haben (im Mittel)  $n$ -mal gestreute Strahlen nur noch  $2^{-n}$  der ursprünglichen Energie; d. h. um  $180^\circ$  abgelenkte Strahlen ( $n = 15$  bis  $7$ , je nach den  $\Theta$ -Werten) noch  $0.0001$  bis  $0.002$ . Sie können also vernachlässigt werden\*). Daraus, daß allein die wenig abgelenkten Strahlen Energie besitzen, folgt aber, daß die Höhenstrahlung in ihren Hauptbestandteilen gerichtet sein muß.

Eine Bestätigung hierfür konnte Millikan aus seinen Bleiabschirmungen<sup>22)</sup> nicht erhalten, vielleicht infolge der Störung durch die Erdstrahlung. Diese war bei der folgenden Richtungsmessung auf dem Guslarferner völlig ausgeschaltet. Ich fand mit einem 2-cm-Bleipanzer (nicht reduziert):

Tabelle 8. Richtungsmessung mit 2 cm Pb. Apparat A, 2800 m Höhe.

	Nr. I	Nr. II	Nr. III	Nr. IV
Panzerung . . . .	Ungepanzert	Allseitig gepanzert	Ohne Deckel	Ohne Boden
Strahlung . . . .	5.25	4.3	4.85	4.35 J
Zahl der Messungen	etwa 50	6	2	2

Bei II und IV ergibt sich praktisch das gleiche Resultat: es gibt also fast keine von unten (durch das Gletschereis) gestreuten Strahlen, ganz entsprechend der Theorie. Ein Vergleich von I, II und III in Tabelle 8 lehrt noch (neben dem Wert für den Absorptionskoeffizienten, siehe § 6), daß etwa 40 Proz. der Strahlung von oben durch den Deckel, der Rest durch die Seitenwände eintritt.

Der bisher gegen alle Richtungsmessungen der Höhenstrahlung mögliche Einwand, daß die Streuung jeden Richtungseinfluß verwische, fällt jetzt wohl für Blei fort. Es ist geplant, mit einem Bleirohr enger Öffnung den Himmel systematisch nach Strahlungszentren von einem hohen Berge aus abzusuchen; dort ist ja die Strahlung intensiver und auch weicher (§ 6).

Millikan<sup>23)</sup> schließt aus seinen Bleimessungen, allerdings mit Vorbehalt, auf das Vorhandensein einer der Primärstrahlung proportionalen Sekundärstrahlung von der Härte gewöhnlicher  $\gamma$ -Strahlen.

Da nach der Theorie (siehe oben) Sekundärstrahlen vom Charakter der  $\gamma$ -Strahlen energiearm sind, sucht er diese weichen Strahlen in den schnellen Elektronen, die bei jedem Comptoneffekt die eine Hälfte der Energie des primären Lichtquants aufnehmen. Hieraus und aus den Absorptionsgesetzen für schnelle  $\beta$ -Strahlen errechnet er dann für sie eine Reichweite in Luft bis zu 52 m oder 0.5 cm in Blei.

Übrigens lassen sich, wie eine Überschlagsrechnung zeigt, seine Ergebnisse (Zunahme weicher, durch Blei leicht absorbierbarer Strahlen mit der Höhe) zwanglos deuten durch das Ansteigen des Absorptionskoeffizienten mit der Höhe (Fig. 9 und 10) und durch wechselnde Aktivität des Untergrundes (Granit).

\*) Die stärker abgelenkten Strahlen ändern an der Schlußfolgerung nichts Wesentliches.

Sicher werden die eben erwähnten „ $\beta$ -Strahlen“ überall entstehen, und zwar praktisch der Dichte entsprechend (eigentlich auch proportional  $Z/A$ ; dieser Quotient variiert aber kaum von Substanz zu Substanz). Sie entstehen also auch im Panzerblei, das sie absorbieren soll. Da die Absorption von  $\beta$ -Strahlen auch nur wenig von der Ordnungszahl der Substanz abhängt<sup>1)</sup>, dürften diese Strahlen durch Panzermessungen eigentlich nicht nachweisbar sein. Sonst müßte bei Panzerung mit 1 cm Blei die Strahlung stark, weiterhin schwächer entsprechend der Absorption der Primärstrahlung sinken, da ja nach 0.5 cm Blei die Elektronen verschwunden sind.

Bei einer Bleipanzermessung mit 0, 1, 2, 3, 5 cm auf dem Jungfraujoeh (Tabelle 7, Spalte VII, Nr. 1 und 2) hat sich nun keine Spur einer derart weichen Strahlung gezeigt. Vielmehr zeigt die logarithmische Auftragung des Intensitätsabfalles bei 0, 1, 2, 3 cm Pb eine Gerade, entsprechend  $\mu/\rho = 12.4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ . Erst bei 3 cm erkennt man eine geringe Änderung der Neigung, die wohl einer wahren Härtung (siehe § 6) entspricht. Ein Knick der Kurve bei 1 cm Pb fehlt (Fig. 11).

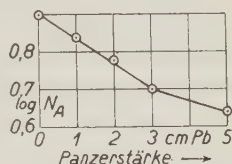


Fig. 11. Absorption in Blei, Jochplateau.

Die vorstehende Arbeit entstand auf Anregung und unter vielfacher Förderung von Herrn Prof. G. Angenheister. Herr Geheimrat E. Wiechert stellte die Mittel des Geophysikalischen Instituts zur Verfügung und erwirkte die Bewilligung der nötigen Gelder bei der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen.

Die Versuche auf dem Guslarferner (Tirol) wurden ausgeführt von der Vernagthütte der Alpenvereinssektion Würzburg aus, die uns sehr entgegenkam. Herr K. Liechti unterstützte als Betriebsdirektor der Jungfraubahn-A.-G. auf Anregung der Herren W. Kolhörster und G. v. Salis sehr beträchtlich die Arbeiten im Jungfraugebiet.

Es ist mir eine angenehme Pflicht, diesen und den früher<sup>17) 18)</sup> genannten Herren von Herzen zu danken.

## Literatur.

### A. Zusammenfassende Arbeiten.

- 1) St. Meyer und E. v. Schweidler: Radioaktivität. Leipzig, Berlin 1916.
- 2) W. Kolhörster: Die durchdringende Strahlung in der Atmosphäre. Hamburg 1924.
- 3) C. S. Wright: Nature **177**, 55 (1925).
- 4) W. Kolhörster: Naturw. **14**, 290 u. 313 (1926).
- 5) K. Büttner: Zeitschr. f. Geophys. **2**, 153 (1926).

### B. Originalarbeiten.

- 6) V. F. Hess: Phys. Zeitschr. **14**, 610 (1913).
- 7) E. v. Schweidler, Elster und Geitel-Festschrift, S. 411. Braunschweig 1915.
- 8) Mc Lennan and Murray: Phil. Mag. **30**, 428 (1915).
- 9) A. Wigand: Phys. Zeitschr. **18**, 6 (1917), Anm. 1.
- 10) W. Kolhörster: Naturw. **7**, 412 (1919).



- 11) Derselbe, Berliner Ber. 1923, S. 366 und 1925, S. 120.
- 12) G. Hoffmann: Phys. Zeitschr. **26**, 40 (1925).
- 13) Derselbe: ebenda **26**, 669 (1925).
- 14) Derselbe: ebenda **27**, 291 (1926).
- 15) Derselbe: Ann. d. Phys. **80**, 779 (1926).
- 16) F. Běhounek: Phys. Zeitschr. **27**, 8 (1926).
- 17) K. Büttner: Zeitschr. f. Geophys. **2**, 187 (1926).
- 18) Derselbe: ebenda **2**, 254 (1926).
- 19) W. Kolhörster: Phys. Zeitschr. **27**, 355 (1926).
- 20) Derselbe: Zeitschr. f. Phys. **36**, 147 (1926).
- 21) R. A. Millikan: Proc. Nat. Acad. Sc. **12**, 48 (1926).
- 22) R. A. Millikan and R. M. Otis: Phys. Rev. **27**, 648 (1926).
- 23) R. A. Millikan and G. H. Cameron: ebenda **27**, 851 (1926).
- 24) A. Corlin: Beobachtungszirkular der Astr. Nachr. **41**, Nov. 1926.
- 25) K. Büttner und W. Feld: Naturw. **15**, 378 (1927).
- 26) G. Hoffmann: Ann. d. Phys. **82**, 413 (1927).

(Geophysikalisches Institut der Universität Göttingen, November 1926.

---

## Über die Intensitätsverteilung im ultravioletten Sonnenspektrum.

Von **Otto Hoelper** in Aachen. — (Mit drei Abbildungen.)

Es wird ein neuer Ultraviolett spectrograph beschrieben und die Methode photographischer Aufnahmen des Sonnenspektrums unterhalb  $320\ \mu\mu$ . Der Intensitätsabfall des Spektrums wird verschieden gefunden bei verschiedenen Endwellenlängen des Sonnenspektrums, derart, daß mit zunehmender Ausdehnung des Spektrums das Intensitätsverhältnis zweier Spektrallinien kleiner wird. Atmosphärische Trübungen wirken im gleichen Sinne wie eine Vermehrung der Luftmasse (vgl. Vortrag Naturforschertagung: Referat Zeitschr. f. Geophys. **2**, 337).

Die Anfänge der vorliegenden Abhandlung gehen zurück auf das Jahr 1924. Im Rahmen einer klimatischen Untersuchung der Strahlungsverhältnisse im deutschen Hochgebirge erhob sich die Frage nach der Art und Größe der ultravioletten Sonnenintensität. Die photoelektrische Zellenmethode gestattet bekanntlich, in einem durch die Bemühungen Dornos gut ausgebildeten Verfahren Gesamtintensitäten in einem mehr oder weniger weitreichenden und definierten Spektralbezirk zu messen. Der Wechsel in der Intensität und in der Ausdehnung des ultravioletten Sonnenspektrums, die beobachtete Abhängigkeit dieser Erscheinung vom Tages- und Jahresgang, von atmosphärischen Einflüssen unbekannter Herkunft, rückten indessen die Aufgabe einer Untersuchung des spektralzerlegten Lichtes in den Vordergrund. So wertvoll die Dorno-

schen Registrierungen der Ausdehnung des ultravioletten Sonnenspektrums, und so beachtlich ihre Ergebnisse sind für unsere Kenntnis der Schwankungen in der Ausdehnung des Sonnenspektrums — über die eigentlichen Intensitätsverhältnisse im abbrechenden Spektrum geben sie keine Auskunft, da die Dispersion der Apparatur zu klein und der Vorteil der photographischen Registrierung der kleinsten Wellenlänge erkauft werden mußte mit einer sehr starken Überlichtung der oberhalb anschließenden Partien, die alle Einzelheiten notwendigerweise verwischt und zugleich das Streulicht in der Apparatur außerordentlich vermehrt. Auf der anderen Seite tragen die mit stärkerer Optik, und zum Teil mit allem Zubehör physikalischer Laboratoriumstechnik aufgenommenen Photographien von Miethe und Lehmann und von Fabry und Buisson zu sehr den Charakter von Messungen unter Ausnahmeverhältnissen, als daß von ihnen eindeutiger Aufschluß erwartet werden könnte über die Ursache der optischen Vorgänge innerhalb einer stets wechselnden Atmosphäre. Es ergab sich die Aufgabe, ein Instrumentarium zu konstruieren von genügend großer Dispersion, um die einzelnen Spektrallinien messend zu verfolgen, das zugleich hinreichend kompensiös ist, um schnelle und zuverlässige Messungen zu gestatten. Nach mancherlei Versuchen, mit einfachen Mitteln, insbesondere mit Gitterkopien, zum Ziele zu kommen, mußte doch Quarzoptik gewählt werden. Die Konstruktion des eigens für diese Zwecke gebauten Spektrographen stammt von der Firma Zeiss.

Instrumentarium und Methode. Der Spektrograph besteht aus einem System von Quarzprismen (Fläche  $21 \times 29$  mm), das den Spektralbereich unterhalb  $320 \mu\mu$  aussondert und der Untersuchung zugänglich macht. Der Spalt ist mit einer Mikrometerschraube in  $\frac{1}{100}$  mm Spaltverschiebung pro Teilstrich symmetrisch zu regulieren und wird durch eine vorgeschaltete Konvexlinse von 25 cm Brennweite vollständig ausgeleuchtet. Die vor dem Eintritt in die Prismen parallel gemachte Strahlung durchsetzt nach deren Durchgang ein zur Feineinstellung verschiebbares Objektiv. Bei einer Brennweite von 50 cm wird so im photographierten Spektralbereich eine Dispersion von  $30 \mu\mu$  auf 22 mm erzielt. Das Instrument ist um zwei Achsen drehbar, stabil montiert. Zur Einstellung auf die Sonne genügt ein an ihm angebrachter Diopter.

Die Photographierung des Sonnenspektrums begegnet einer schier unüberwindlichen Schwierigkeit: Die Lichtintensität im abbrechenden Spektrum sinkt, bevor sie ganz unmeßbar wird, auf einen Betrag herab, der sich zu jenem bei  $320 \mu\mu$  verhält, wie etwa  $1:10^6$ . Das bedeutet für jene Wellenlänge eine außerordentlich starke Überlichtung, wenn tatsächlich die letzten Spuren des Spektrums noch erhalten werden sollen. Glücklicherweise sinkt die photographische Intensität stoßweise, bei bestimmten Wellenlängen (z. B.  $\lambda = 310.4$  oder  $\lambda = 302.6$ ) tritt ein deutlich markierter Abfall ein, auf den jedesmal ein Bereich folgt, innerhalb dessen die Intensität in meß- und vergleichbaren Werten abnimmt. Es ist also möglich, Teilbereiche des Spektrums auszu-

sondern und die Belichtungszeit auf ihre Intensität einzustellen. Bei einer genügend großen Zahl von Aufnahmen auf der gleichen Platte läßt sich so die Intensitätsverteilung im ganzen Spektralbereich dennoch sicherstellen. Wenn es möglich wäre, ein Filter zu finden, das im Verhältnis der auffallenden Lichtintensität die Strahlung schwächte, so daß bei konstanter Belichtungszeit eine gleichmäßige Schwärzung im gesamten Spektrum sich ergäbe, so wäre das der sicherste Weg, Schwankungen der Intensitätsverteilung schnell festzustellen.



Fig. 1. Spektrograph.

Ich habe versucht, durch Vorschaltung einer Aufnahme des Sonnenspektrums selber als Filter zum Ziele zu kommen. Doch sind die Schwierigkeiten dieses Verfahrens noch nicht beseitigt.

Ein Wort bleibt zu sagen über die Notwendigkeit von Farbfiltren zur Beseitigung des Streulichtes. Bekanntlich ist dieses im Ultraviolett besonders groß und schwer zu beseitigen. Bei Aufnahmen, die die allerletzten Spuren von wirklich noch vorhandenen Intensitäten mit Sicherheit erreichen wollen, ist ein solches Filter — wie es etwa neuerdings Dobson angibt — notwendig. Dagegen kann in einem Bereich stärkerer Intensität die Intensitätsverteilung durch Streulicht nicht gestört werden. Jedenfalls war es im vorliegenden Falle ohne meßbaren Einfluß auf den photographierten Endbereich des Spektrums. Veränderungen in der Plattendurchlässigkeit durch Streulichtbelichtung blieben

innerhalb der der Messung durch die Feinheit des Plattenkorns gezogenen Grenzen, und die Ausdehnung des Spektrums zeigte sich auch bei weitgehender Variation der Belichtungszeit unveränderlich.

Die Aufnahmen wurden mit Hilfe einer senkrecht zur Ausdehnung des Spektrums verschiebbaren Kassette serienweis auf dieselbe Platte  $6 \times 9$  cm gemacht. Die Spektrogramme derselben Platte sind so unmittelbar untereinander vergleichbar. Neben den stundenweise oder in kleineren Zeitabständen exponierten Aufnahmen einer Tagesserie wurde eine zweite untereinander vergleichbare Serie von 12 Uhr-Aufnahmen genommen, und durch jedesmalige Übereinstimmung der letzten Aufnahme einer abgeschlossenen Serie mit der ersten der neuen Platte der Anschluß der Messungen an die vorhergehenden gewonnen. Zu diesem Verfahren, das die Feststellung der Schwärzungskurve jeder Platte ersetzte, nötigte der Mangel an physikalischen Hilfsmitteln; die Erfahrung hat gezeigt, daß durch das verschiedene Alter der Aufnahmen etwa zu befürchtende Fehler nicht auftraten. Natürlich wurde unter stets gleichen Verhältnissen (Zusammensetzung, Konzentration, Temperatur, Zeit) entwickelt; zudem entstammen sämtliche Platten der gleichen Emulsion. Als best geeignet für die verfolgten Zwecke erwiesen sich durch die Feinheit des Korns und durch die gleichmäßige, relativ sehr geringe Empfindlichkeit Agfa-Reproduktionsplatten.

Zur Auswertung der gewonnenen Spektrogramme diente ein registrierendes Mikrophotometer mit Mollscher Thermosäule. Die Ausschläge des Instruments wurden mit Hilfe eines zum Hartmannschen Photometer gehörigen Stufenkeils geeicht; die Photometrierung ist also unabhängig von der Apparatur und ergibt im Anschluß an das Bunsen-Roescoesche Gesetz absolute Schwärzungswerte. Das Instrument arbeitet vollkommen trägheitsfrei. Die vorwärts und rückwärts erhaltenen Registrierkurven stimmen ganz überein. Dabei entfallen  $16 \text{ \AA.}$ -E. auf den Zentimeter und Intensitätsdifferenzen zweier um weniger als  $\frac{1}{2} \text{ \AA.}$ -E. auseinander liegender Linien sind mühelos unterscheidbar. Die Orientierung im Sonnenspektrum ist relativ einfach mittels des Hg- und Fe-Spektrums. Die Linien des ersteren wurden gleichzeitig mit dem Sonnenspektrum photographisch festgelegt und dienten als Standardlinien. Die dazwischen liegenden Linien wurden an Hand der Tabelle der Linienspektren nach dem Kayzerschen Handbuch VI identifiziert.

Das auf die beschriebene Art gewonnene und verwertete Beobachtungsmaterial ist leider nicht sehr umfangreich. Äußere Gründe haben die Verwirklichung eines Programms von Dauerbeobachtungen verhindert. Mir liegen



Fig. 2. Reproduktion des Sonnen- + Hg-Spektrums.  
20. August 1926, 4P.



bisher Aufnahmen vor aus den Monaten Dezember bis April und August. Immerhin hat der Apparat seine Leistungsfähigkeit für den beabsichtigten Zweck dargetan, und die Spektrogramme erlauben, weitgehende Schlüsse zu ziehen über die physikalischen Vorgänge im abbrechenden Spektrum.

Ergebnisse. a) Ausdehnung des Spektrums zur kürzesten Wellenlänge. Die von Dorno registrierte Schwankung der Endwellenlänge wurde in den Beobachtungsmonaten quantitativ bestätigt. Im Durchschnitt meiner Aufnahmen reicht das Spektrum etwas weiter hinab, doch glaube ich nicht auf die Reellität kürzerer Wellenlänge schließen zu dürfen. Vielmehr scheint mir dies nach Vergleich mit einem Originalfilm, den Dorno zur Verfügung zu stellen die Güte hatte, ein Effekt der stärkeren und von Streulicht freieren Optik zu sein. Die Differenz bleibt im Rahmen der leichten Schwankung, die von Dorno für „alle Tage“ und „Tage mit kürzester Wellenlänge“ beobachtet wurde. Vermutlich spricht bei der weiteren Ausdehnung des Spektrums der Umstand mit, daß meine Aufnahmen von Tagen ausnehmend günstiger Strahlungsverhältnisse herrühren. Es lag im Rahmen des ursprünglichen Programms, daß die Aufmerksamkeit zunächst auf die Gewinnung von untereinander vergleichbaren Serienaufnahmen möglichst ungestörter Tage gerichtet war. Die Übereinstimmung zwischen Dornos Aufnahmen und den vorliegenden ist im Hinblick auf die verschiedene Beobachtungszeit beachtlich: Dornos Aufnahmen entstammen einer Periode minimaler Sonnentätigkeit, während meine zur Zeit eines Fleckenmaximums gemacht wurden. Eine zahlenmäßige Prüfung kann natürlich nur die Wiederholung der Beobachtungen mit dem gleichen Instrument gestatten. Auch hinsichtlich der Tagesschwankung besteht vollkommene Kongruenz namentlich in der Hinsicht, daß die nachmittäglichen Wellenlängen gewöhnlich um ein geringes die Vormittagswerte gleicher Sonnenhöhe unterschreiten. Aus den Aufnahmen der letzten Augusttage darf weiterhin geschlossen werden, daß das Ultraviolettpektrum im Herbst beträchtlich weiter reicht als bei gleicher Sonnenhöhe im Frühjahr.

b) Intensitätsverteilung. Vergleichen wir die relativen Intensitäten in den oben genannten Teilbezirken, so ergibt sich eine vollständige Übereinstimmung in der Intensitätsverteilung verschiedener Aufnahmen, wenn beide bis zur selben Wellenlänge hinabreichen. Die registrierte Kurve der photographischen Intensitäten etwa einer 12 Uhr-Aufnahme von Ende Februar verläuft vollkommen gleichsinnig in ihren Ausschlägen mit der reproduzierten 4<sup>p</sup>-Aufnahme von Ende August, die bei derselben Wellenlänge 300  $\mu\mu$  abbricht. Oder etwa eine 7<sup>a</sup>-Aufnahme vom 4. April stimmt bis zur Endwellenlänge 307  $\mu\mu$  überein mit einer 2<sup>p</sup>-Aufnahme vom 22. Dezember. Dagegen besteht ein starker Unterschied in den absoluten Werten der Intensitäten, sie können von Tag zu Tag wechseln, wie z. B. vom 22. auf den 23. Januar, wo sie sich im Endbereich verhalten wie etwa 8:5. So kommt es bei der weiteren Ausdehnung des Spektrums zu einer bemerkenswerten gesetzmäßigen Verschiebung der Intensitätsverhältnisse. Es macht den Eindruck, als ob in einem Spektralbezirk

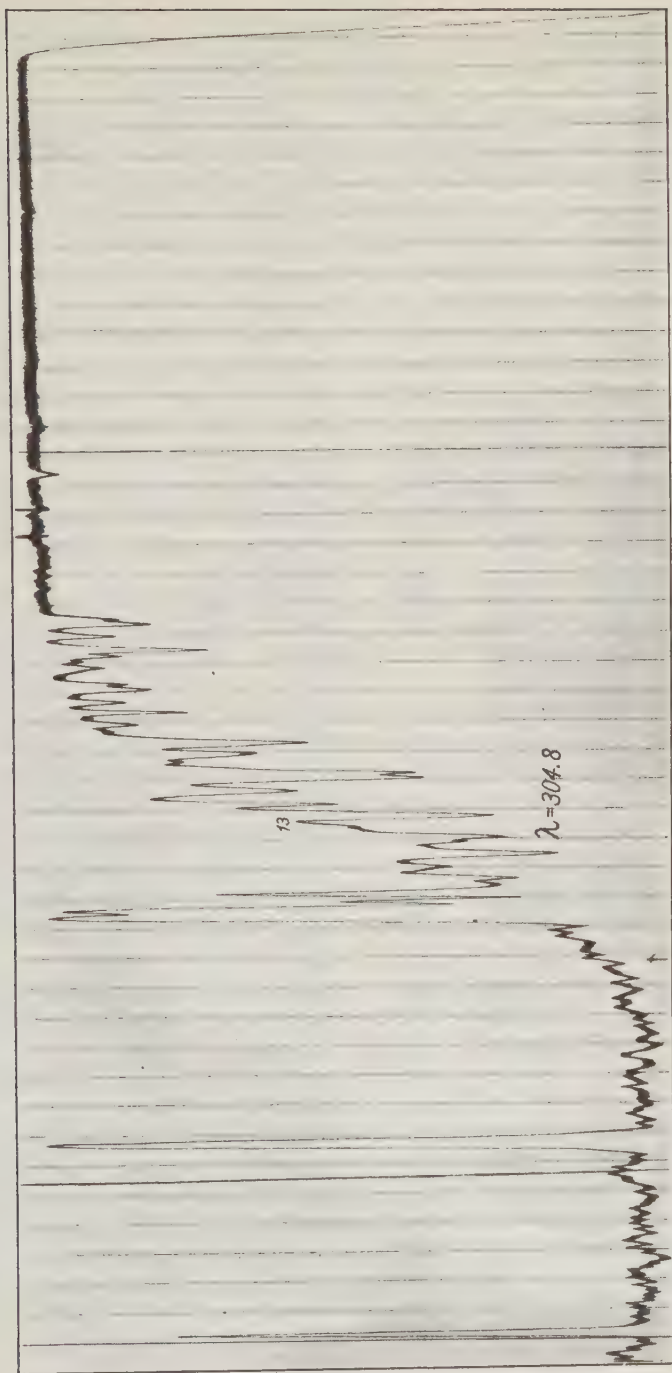


Fig. 3. Registrierkurve des Intensitätsabfalls im Sonnenspektrum mit Hg-Linien  $302\text{ }\mu\mu$ .  $301\text{ }\mu\mu < \lambda < 310.4\text{ }\mu\mu$ . Sonnenspektrum 4<sup>p</sup>, 20. August. Hg 302 (in Teilkomp.).

Tabelle 1.

Intensitätsabfall des ultravioletten Sonnenspektrums unterhalb  $320\mu$   
bei verschiedener Endwellenlänge.

Wellenlänge			Photogr. Intensitäten bei der Endwellenlänge			Wellenlänge			Photogr. Intensitäten bei der Endwellenlänge		
Fe-Linie im Int.-Syst.	Int.	gemessen	303.8	297.5	294.3	Fe-Linie im Int.-Syst.	Int.	gemessen	304.8	297.5	294.3
321.74	5	—	—	—	—	304.20	4	304.2	—	68	80
321.60	5	321.6	—	—	—	304.04	5	304.0	—	62	76
321.20	4	321.3	—	—	—	303.74	4	—	—	—	—
320.54	5	—	—	—	—	303.16	4}	303.1	—	60	74
320.05	5	—	—	—	—	303.12	4}				
319.95	5	319.9	704	—	1491	303.02	5	303.0	—	56	70
319.17	4	319.0	504	—	1130	302.65	5}	302.6	—	54	70
318.02	6	318.0	378	—	950	302.56	4}				
317.80	4	—	—	—	—	302.40	5	302.4	—	42	59
317.55	5	317.5	322	—	871	302.11	5	—	—	—	—
317.13	4	317.2	284	—	814	301.90	5	—	—	—	—
316.64	4}	316.4	263	—	765	301.76	5	301.7	—	29	54
316.59	4}					301.62	4	301.6	—	30	52
316.19	4}					301.15	4}	301.0	—	27	50
316.07	5	316.0	231	—	723	300.96	6}				
315.79	4	—	—	—	—	300.81	6}				
315.32	4	—	—	—	—	300.30	4}	300.3	—	20	34
315.13	4	—	—	—	—	300.10	5}				
314.40	4	314.3	189	870	644	300.04	4}	300.0	—	16	28
314.24	4	—	—	—	—	299.95	6}				
313.41	5	314.1	179	860	624	299.64	4	299.6	—	16	26
313.25	4	—	—	—	—	299.44	6	—	—	—	—
312.61	4}	312.6	105	592	478	299.17	4	299.1	—	15	22
312.57	5}					299.04	4	—	—	—	—
311.95	4	311.9	74	480	422	298.73	5	—	—	—	—
311.66	5	311.6	63	466	416	298.56	4}	298.5	—	15	19
310.27	4	—	—	—	—	298.48	5}				
310.07	5}	310.0	46	400	380	298.36	6	—	—	—	—
310.03	4}					298.15	5	—	—	—	—
309.99	6}					297.61	4	297.8	—	14	19
309.82	4	309.7	37	320	331	297.31	5	297.3	—	—	18
309.16	5	309.1	36	304	323	297.01	6	—	—	—	—
308.37	6	308.2	31	264	280	296.70	6	296.6	—	—	16
307.57	6	307.6	27	240	264	296.53	5	—	—	—	—
306.72	6	306.8	20	152	192	296.00	5	296.1	—	—	14
305.91	6	—	—	—	—	295.74	4	—	—	—	—
305.74	6	305.8	17	120	176	295.39	4	295.3	—	—	13
305.30	4	305.2	16	114	130	295.03	5	—	—	—	—
304.76	6	304.8	14	110	129	294.79	5	294.7	—	—	12
304.51	4	304.5	—	88	93	294.44	4	294.3	—	—	11
304.27	5	304.2	—	68	80	294.14	5	294.3	—	—	11

erst eine gewisse Minimalintensität überschritten werden müsse, bevor die Linien des anschließenden Bezirks auftreten, wodurch dann ein stoßweises Absetzen resp. Ansetzen des Spektrums hervorgerufen wird. Da nun weiter die Intensitäten der bereits fixierten größeren Wellenlänge bei steigender Sonne nicht im gleichen Maße sich verstärken (bezogen auf die bereits bestehende Intensität), so wird das Intensitätsverhältnis weiter auseinander stehender Linien mit zunehmender Ausdehnung des Spektrums kleiner.

In der vorstehenden Tabelle ist der Intensitätsabfall des Sonnenspektrums unterhalb  $320\text{ }\mu\mu$  bei verschiedenen Endwellenlängen dargestellt. Die Anführung aller vorhandenen Linien würde zu weit gehen; um andererseits die Willkür einer Auswahl zu vermeiden, wurden mit Hilfe einer Aufnahme des Eisenbogens die Fe-Linien im Sonnenspektrum identifiziert und ihre Intensitäten aus der Registrierkurve ermittelt. Die starken Linien — bei Kayser von der Intensität größer als 6 — sind innerhalb des Sonnenspektrums meist gut erkennbar und ihre Wellenlängen in guter Übereinstimmung mit den Normalen zu bestätigen. Dagegen bedeutet die Angabe der übrigen Eisenlinien geringerer Intensität allein, daß an dieser Stelle Intensitäten der angegebenen Größen gemessen wurden; die schwächeren Linien treten dort öfters zu Gruppen zusammen, in denen eine andere Linie (z. B. Ni, Cu) überwiegender Intensität den Ausschlag des Photometers bestimmt. Es fehlen allerdings auch nicht schwächere Linien, die mit ziemlicher Sicherheit den Fe-Linien zuzuordnen sind.

Die Intensitäten sind, untereinander vergleichbar, auf dieselbe Einheit bezogen: die Intensität der letzten deutlich erkennbaren Linie des abbrechenden Spektrums. Die Verkleinerung des Intensitätsverhältnisses zweier Linien mit weiter sich ausdehnendem Spektrum geht aus der Zusammenstellung gut hervor, es sollen als Beispiel hierfür die beiden gut definierten (auch von Fabry und Buisson gemessenen) Linien in Tabelle 2 noch einander gegenübergestellt werden. Man sieht, daß die mit einer weit umfangreicheren Apparatur gemessenen Werte der genannten Autoren sich ausgezeichnet einordnen.

Tabelle 2. Intensitätsverhältnis der Wellenlängen  $\lambda = 305.2$  und  $\lambda = 314.3$  bei der Endwellenlänge des Spektrums:

$\lambda$ . . . . .	304.8	297.5	295.6*)	294.3	293.6	292.1*)
Int.-Verhältnis . . .	11.8:1	7.7:1	6.3:1	5:1	4.7:1	4.1:1

Die Gesetzmäßigkeit in der Abnahme des Intensitätsverhältnisses zweier Spektrallinien ist im ganzen Spektrum unterhalb  $320\text{ }\mu\mu$  deutlich ausgeprägt. Doch handelt es sich keineswegs um stets konstante Zahlenverhältnisse. Besonders stark abweichend verhält sich gelegentlich der letzte Bereich des Spektrums. Während normal bei steigender Sonne mit der Festigung des letzten Spektralbereichs zu erwarten ist, daß die Intensitäten zweier Wellenlängen sich weiter

\*) Gemessen von Fabry-Buisson.



angleichen, tritt unter dem Einfluß bereits schwacher atmosphärischer Trübungen eine starke Differenz auf. Die vorliegenden Aufnahmen stammen, wie erwähnt, fast ausschließlich von wolkenlosen Tagen mit besonders reiner Atmosphäre, so daß in ihnen nur der Effekt geringer atmosphärischer Veränderungen zu verfolgen ist; beginnende Kondensation gab in der Regel Veranlassung, die Messungsreihe abzubrechen. Es ist daher anzunehmen, daß massivere, okkular sichtbare Trübungen bereits in einer Verkürzung des Spektrums zum Ausdruck kommen. Die Vermutung wurde in der Diskussion meines Düsseldorf Vortrages durch inzwischen bekannt gewordene Aufnahmen Dobsons bestätigt.

c) Folgerungen. Bekanntlich führt man in neuerer Zeit den vorzeitigen Abbruch des Sonnenspektrums auf den Gehalt der Atmosphäre an Ozon zurück\*). Fabry und Buisson\*\*) haben es unternommen, diese Hypothese auch quantitativ zu prüfen und kamen dabei zu der Annahme einer Ozonmenge, die auf die gesamte Atmosphäre verteilt, den an der Oberfläche der Erde gemessenen Betrag um das 50fache übersteigen würde. Sie waren also gezwungen, das vermutete Ozon in größeren Höhen zu suchen, wo sich unter dem Einfluß kurzwelliger Strahlung ein Gleichgewichtszustand sich bildenden und zerfallenden Ozons einstellt. Dobson und Harrison\*\*\*) machen sich diese Annahme ebenfalls zu eigen und berechnen unter Zugrundelegung der Ozonabsorptionskoeffizienten von Fabry-Buisson aus den gemessenen Intensitätsschwankungen des Ultraviolett am Erdboden Schwankungen in der Stärke der genannten Ozonsperrschicht. Sie finden so eine erstaunlich hohe Korrelation zwischen dem errechneten Ozongehalt hoher Atmosphärenschichten und dem Luftdruck am Erdboden.

Indessen sind gegen die Eindeutigkeit dieser Beziehung doch erhebliche Bedenken anzubringen. Einmal besteht über die experimentelle Bestimmung der Absorptionskoeffizienten des Ozons noch große Unsicherheit, da das Ozon unter dem einfallenden Lichte sofort dissoziiert. Zum anderen gelangen Fabry und Buisson zu diskutierbaren Resultaten tatsächlich nur unter Einführung eines sehr willkürlichen Faktors für die Absorptionswirkung des herrschenden Dunstes, so daß man zweifeln darf, ob die der staub- und dunsterfüllten Atmosphäre der Großstadt entstammenden Messungen für die Entscheidung der Frage genügend beweiskräftig sind.

Daß das Ozon beim Abbruch des ultravioletten Sonnenspektrums entscheidend mitwirkt, dürfte gewiß sein. Aber die einzige Ursache ist es sicher nicht. Die von Dobson gefundene Parallelität zwischen dem angenommenen Ozongehalt und dem Luftdruck dürfte im wesentlichen bestätigen, was aus meinen oben beschriebenen Messungen an klaren Tagen bereits hervorgeht: Daß verstärkte Trübung der unteren uns erreichbaren Schichten der Atmo-

\*) Hoelper: *Naturwissenschaften* **14**, 497.

\*\*) Fabry und Buisson: *Journ. de Phys.* **6**, 2 (1921).

\*\*\*) G. M. B. Dobson: *Proc. Roy. Soc. (A)* **110**, (1926).

sphäre im gleichen Sinne auf die Ultraviolettintensität wirkt wie eine Vermehrung der Luftmasse. Sicherlich brauchen wir die Schwankungen im Trübungsgrad der Atmosphäre in den weitaus meisten Fällen nicht durch Einflüsse der höchsten atmosphärischen Schichten zu erklären. In den Fällen, wo diese Einflüsse mit Sicherheit anzunehmen sind, in denen durch eine Veränderung der Sonnentätigkeit der Ozongehalt hoher Schichten tatsächlich stark beeinflusst wird, da zeigt sich nach unseren bisherigen Beobachtungen im optischen Reinheitsgrad der Atmosphäre kein korrespondierendes Verhalten: Weder die Sonnenfleckenzahlen, noch die 27 tägige Periode der Sonnentätigkeit, noch ihre (unter Vorbehalt oben genannte) 11 jährige Periode lassen eine Korrelation zu den Schwankungen der ultravioletten Intensität erkennen. Wohl ein schwerwiegender Grund gegen die Annahme, daß diese Schwankungen auf kosmische Einflüsse unter Vermittlung des Ozons der hohen Schichten zurückzuführen seien! Anstatt zu sehr hypothetischen Vermutungen darüber, ob die erschlossenen „Ozonschwankungen“ oder die Druckschwankungen das Primäre sind, scheint das Tatsächliche der Beobachtungen mir viel eher zu der Überlegung Anlaß zu geben, welche Umstände in den uns erreichbaren Schichten der Atmosphäre die beobachteten Schwankungen der ultravioletten Intensität am Erdboden zu erklären vermögen.

Ich habe in einer früheren Untersuchung\*) die für den Strahlungsverlust in der Atmosphäre in Betracht kommenden Faktoren diskutiert und ihre verschiedenen Anteile an der durch die Atmosphäre und ihre Beimengungen verursachten Schwächung festzulegen versucht. Es zeigt sich, daß nach Abzug des auf molekulare oder  $H_2O$ -Absorption resp. Extinktion zurückführbaren Anteils der Strahlungsschwächung ein Rest übrig bleibt, der durch Dunstabsoption verursacht ist. Diese Dunstabsoption ist das hauptsächlich variable Element der Strahlungsschwächung, und in ihren Schwankungen vor allem kommen die Einflüsse zur Geltung, die die optische Durchlässigkeit der Atmosphäre so stark variieren. Die physikalischen Vorgänge sind dabei in ihrer Mannigfaltigkeit einzeln nicht faßbar, weil der Zerstreuungsgrad davon abhängt, ob die schwächenden Teilchen groß oder klein sind gegen die Wellenlänge des Lichtes. In einer staub- und wasserfreien Atmosphäre erfolgt die Zerstreuung bekanntlich nach dem Rayleighschen Gesetz umgekehrt proportional der vierten Potenz der Wellenlänge. Dagegen sind bei Gegenwart von Dunst dessen Voraussetzungen nicht mehr erfüllt, da Teilchen, die groß sind gegen die Wellenlänge, umgekehrt proportional der zweiten Potenz zerstreuen. Im nichthomogenen Lichte verschiebt sich daher durch Dunst das Intensitätsmaximum der durchgehenden Strahlung schneller nach der langwelligen Seite als in einer reinen Atmosphäre, um so schneller, je stärker der Gehalt der Atmosphäre an größeren Teilchen ist.

---

\*) Hoelper: Über die Durchlässigkeit der Atmosphäre für die Sonnenstrahlung. Zeitschr. f. Geophys., 1. Jahrg., S. 251.

Nun ist hinlänglich bekannt, daß durch den Dunstgehalt der Atmosphäre der kurzwellige Teil des Spektrums besonders geschwächt wird, während der Wasserdampfgehalt ohne Einfluß auf die Ultraviolettstrahlung ist. Im Endbereich des Spektrums muß daher die Gegenwart von größeren Dunsteilchen besonders stark zur Auswirkung kommen: Die Intensitäten der kleinsten Wellenlängen müssen im Verhältnis zur Intensität benachbarter größerer Wellenlängestärker geschwächt werden, d. h. das Intensitätsverhältnis muß sich bei Gegenwart von trübenden Dunstpartikeln vergrößern.

Bereits Dorno\*) hat zur Erklärung der Inkongruenz von Ultraviolettstrahlung und Ozongehalt am Erdboden nach anderen Ursachen für den Abbruch des Spektrums gesucht und andere Möglichkeiten eingehend erörtert. Angesichts des großen Einflusses, der nun in dem Trübungszustand der unteren Atmosphärenschichten zutage tritt, gewinnt die Annahme einer die Ultraviolettintensität begünstigenden mechanischen Auflockerung der Atmosphäre erhöhte Bedeutung. Die größere Reinheit und Durchlässigkeit der Atmosphäre im Herbst gegenüber dem Frühjahr erklärt sich durch die Auflösung der festen und flüssigen Kondensationsprodukte des in der Atmosphäre bis in sehr große Höhe vorhandenen Wasserdampfes. Die mechanische Trübung an größeren Partikeln muß dadurch stark herabgesetzt werden, und da der Wasserdampfgehalt der Luft die Ultraviolettstrahlung, wie erwähnt, nur sehr wenig oder gar nicht beeinflusst, so muß in einer unter Wirkung der sommerlichen Wärmestrahlung also aufgelockerten Atmosphäre ein geringerer Teil der Ultraviolettstrahlung durch Zerstreuung verloren gehen, es müssen am Erdboden kleinere Wellenlängen gefunden werden als im Frühjahr bei gleicher Sonnenhöhe. Ebenso findet die Beziehung zwischen Ultraviolettstrahlung und Luftdruck ihre Erklärung in Vorgängen innerhalb der unteren Schichten der Atmosphäre. Mit fallendem Luftdruck geht in der Regel stärkere Trübung einher, die als beginnende Kondensation eine vermehrte Zerstreuung von größeren Teilchen herbeiführt und die kürzesten Wellenlängen am stärksten schwächt. Daß dieser Prozeß der Vergrößerung des Intensitätsverhältnisses zweier Linien im äußersten Ultraviolett bereits im Vorkondensationsstadium beginnt, da die Aerosolen (Schmauss) sich bilden, belegen die Aufnahmen scheinbar ganz klarer Tage.

Es ist nicht weiter verwunderlich, daß die Unterschiede zwischen Frühjahr und Herbst, in denen die Jahresschwankung der Durchlässigkeit der Gesamtatmosphäre sich ausdrückt, der Größenordnung nach um ein Mehrfaches die unregelmäßigen Schwankungen übertreffen, die nach Dobson mit einer Änderung des Luftdrucks parallel gehen (es verdient übrigens bemerkt zu werden, daß in den Fällen, wo der Einfluß einer vorbeiziehenden Depression nur auf Schichten geringerer Mächtigkeit beschränkt blieb, im Verhalten der Ultraviolettstrahlung keine Parallelität mit dem Luftdruck beobachtet wurde).

---

\*) Dorno: Abh. Preuß. Met. Inst. 6. 286—288 (1919).



Auf der anderen Seite ist leicht einzusehen, daß die durch vermehrte Turbulenz bedingten Unterschiede zwischen den Vormittags- und Nachmittagswerten gleicher Sonnenhöhe zwar deutlich vorhanden, aber nur gering sein können und leicht überdeckt werden durch die größeren Veränderungen, die die Konstitution der Atmosphäre bei Witterungsänderungen erfährt.

Die Spektralaufnahmen wurden in Riezlern i. Allgäu in 1150 m Meereshöhe gemacht. Die Mittel zur Beschaffung des Spektrographen hat in selbstloser Weise Dr. med. Backer (Riezlern) zur Verfügung gestellt. Herrn Prof. Steubing (Technische Hochschule, Aachen) bin ich für die freundliche Überlassung des Mollschen Photometers zu Dank verpflichtet.

Aachen, Februar 1927.

## Referate.

Cálculo de las coordenadas del foco sísmico y del instante inicial de la sacudida por medio de las horas del principio de los sismogramas registrados en varias estaciones próximas, por Vicente Inglada. Revista de la R. Academia de Ciencias. Madrid, tomo XXII, 1926. (Berechnung der Koordinaten des Bebenherdes und des Anfangsmoments des Stoßes mittels der Eintrittszeiten der in verschiedenen benachbarten Erdbebenwarten registrierten Seismogramme.) Von Vicente Inglada. Rev. de la R. Acad. de Ciencias. Madrid 1926. 22. Bd.

Wie der Titel zeigt, gibt der Verf. ein Berechnungsverfahren der Koordinaten des Bebenherdes und des Anfangsmoments des Bebens mittels der in verschiedenen benachbarten Erdbebenwarten registrierten Eintrittszeiten von  $\bar{P}$ . Im ersten Kapitel sind die Grundlagen der Methode gegeben; Verf. nimmt an, daß der Herd punktförmig ist, und daß die Geschwindigkeit  $\nu$  der Wellen  $\bar{P}$  der Gleichung

$$\nu = a - br^2 \dots \dots \dots (1)$$

entspricht, worin  $a$  und  $b$  zwei positive Konstanten sind und  $r$  der Abstand des gegebenen Ortes vom Erdmittelpunkt.

Verf. muß die Untersuchung beschränken auf die Fortpflanzung der  $\bar{P}$ -Wellen durch die obersten Schichten der Erdrinde hin, d. h. bis an die Tiefe 57 km, wo die durch A. Mohorovičić [1] entdeckte Unstetigkeitsfläche liegt. Damit bekommt man für die Gleichung (1) die Werte der Konstanten:

$$a = 0,002\,193\,116, \quad b = 0,001\,321\,846.$$

Diese ergeben sich aus den Werten der Geschwindigkeit der  $\bar{P}$ -Wellen an der Erdoberfläche und in der Tiefe 57 km:

$$\nu_0 = 5.55 \pm 0.05 \text{ km/sec} \quad \nu_{57} = 5.7 \pm 0.2 \text{ km/sec,}$$

Werte, die B. Gutenberg in seiner Arbeit [3] bekommen hat.





Das System (3) ebenso wie jedes andere, das man bekommen könnte, indem man in anderer Ordnung die Gleichungen (2) subtrahiert, gestattet, den wahrscheinlichen Wert von  $x_0$ ,  $y_0$ ,  $t_0$  zu finden.

Der Wert von  $z_0$  ist gegeben durch:

$$z_0 = \sqrt{\frac{\sum \nu^2 (t_i - t_0)^2 - \sum \Delta_i^2}{n}} \dots \dots \dots (4)$$

worin  $\Delta_i$  die Epizentralentfernung der Erdbebenwarte  $s_i(x_i y_i z_i)$  und  $\Sigma$  für die  $n$ -Werte von  $i = 1, 2, 3 \dots n$  gilt.

Manchmal kennt man makroseismisch die Koordinaten des Epizentrums, dann kann man die Epizentralentfernungen  $\Delta_1, \Delta_2 \dots \Delta_n$  berechnen. Die Hilfsunbekannte  $\tau$  ist gegeben durch:

$$\tau = \frac{\frac{1}{\nu^2} \sum_{i=2}^n (\Delta_i^2 - \Delta_1^2) - \sum_{i=2}^n \tau_i^2}{2 \sum_{i=2}^n \tau_i}$$

und die Herdtiefe ist gegeben durch (4).

Sind zwei Erdbebenwarten, mit den Epizentralentfernungen  $\Delta_1, \Delta_2$  gegeben und ist  $\tau_2 = t_2 - t_1$  die Zeitdifferenz der Eintrittszeiten von  $\bar{P}$ , so ist die Herdtiefe gegeben durch:

$$z_0 = \sqrt{\left( \frac{\Delta_2^2 - \Delta_1^2 - \nu^2 \tau_2^2}{2 \nu \tau_2} \right)^2 - \Delta_1^2} \dots \dots \dots (5)$$

Wenn man die Epizentralzeit kennt und  $\tau$  die Differenz ist zwischen jener und der Eintrittszeit von  $\bar{P}$ , registriert in einer Station von einer Entfernung  $\Delta$ , vereinfacht sich die Formel (5) zu

$$z_0 = \frac{\Delta^2 - \nu^2 \tau^2}{2 \nu \tau}.$$

Nachher kommt ein graphisches Verfahren der Bestimmung von  $z_0$  mittels Laufzeitkurven, die unter der Annahme des geradlinigen Erdbebenstrahls Hyperbeln sind, deren Achsen sehr leicht zu finden sind.

Im 3. Kap. wird die Methode der Berechnung der Koordinaten des Bebenherdes untersucht, in der Annahme, daß der Erdbebenstrahl kreisförmig ist. Das Epizentrum ergibt sich durch die Formeln von Galitzin, genau wie sie bei einer Arbeit von B. Gutenberg [5] benutzt worden sind.

Die Herdtiefe bekommt man durch wiederholte tastende Annäherungen, mit verschiedenen Werten von  $h$ , und für jedes von diesen berechnet man die Zeiten von  $\bar{P}$  mittels der schon bekannten Formeln; der beste Wert ist derjenige, der die Summe der Quadraten der Differenzen

$$[(T_2 - T_1) - (t_2 - t_1)], [(T_3 - T_2) - (t_3 - t_2)] \dots$$

am kleinsten macht. Hier bedeuten  $T$  die berechneten und  $t$  die beobachteten Zeiten.

Im 4. Kap. wendet Verf. die obigen Theorien auf die Berechnung der Herdtiefe des mitteleuropäischen Bebens vom 16. November 1911 an. Es ergibt sich der Wert  $h = 55$ , der mit dem durch B. Gutenberg [5] angegebenen übereinstimmt.

Es wird auch eine annähernde Formel gegeben:

$$tg \frac{\theta}{2} = 0.35205 \sqrt{h}.$$

Man kann damit die Herdtiefe  $h$  aus der Epizentralentfernung des Inflexionspunktes berechnen.

Um die Berechnungen der Zeiten und Abstände zu erleichtern, gibt Verf. am Ende der Arbeit eine Tafel, die die Produkte aus  $\nu_1 = 5.625$  km,  $\nu_{57} = 5,7$  und 1 bis 540 Sek. enthält. Eine zweite Tafel gilt für die Umwandlung der Epizentralentfernungen, ausgedrückt in Kreisbogen, in Kilometer oder umgekehrt. Eine dritte gibt die Tiefe in Kilometern (1 bis 57) für verschiedene Epizentralentfernungen des Inflexionspunktes der Laufzeitkurve.

J. G. de Llarena.

**Vicente Inglada:** Studien über die Fortpflanzung der  $\bar{P}$ -Wellen, die bei dem durch die Explosion Oppau am 21. September 1921 verursachten Erdbeben registriert wurden. — [Estudio de la propagación de las ondas  $\bar{P}$  registradas en el sismo producido por la explosión de Oppau (Alemania) de 21 de septiembre de 1921.] Memorias del Instituto Geográfico Catastral. Tomo XV. Madrid 1926.

Zweck der vorliegenden Arbeit ist, zu untersuchen, ob die registrierten Angaben beim Erdbeben durch die Oppau-Explosion mit dem Gesetz der Fortpflanzung der  $\bar{P}$ -Wellen [gegeben durch Wiechert (2)] übereinstimmen, ebenso wie mit der Annahme des geradlinigen Erdbebenstrahles und der Fortpflanzungsgeschwindigkeit von 5.6 bis 5.7 km pro Sekunde.

Nach einer kurzen Beschreibung der Ergebnisse der Arbeiten von Hecker (8) und Gutenberg (3), die sich auf dieses Erdbeben beziehen, benutzt der Verfasser die instrumentalen Angaben der Stationen Heidelberg, Jugenheim, Durlach, Feldberg, Hohenheim, Straßburg, Nördlingen, Ravensburg, Zürich, Göttingen, München und Bilt, ebenso wie die Epizentralentfernungen, die in diesen Arbeiten stehen, und die die Laufzeitkurve der  $\bar{P}$ -Wellen zu konstruieren gestatten. Diese Laufzeitkurve ist beinahe geradlinig und gibt eine Geschwindigkeit von 5.6 km pro Sekunde.

Dann kommt die Berechnung der zusammengehörigen Elemente des Erdbebenstrahles der angegebenen Stationen. Dieser Berechnung liegt das Gesetz

$$\nu = a - b r^2$$

der Fortpflanzung jener Wellen zugrunde, worin  $\nu$  die Geschwindigkeit,  $r$  der Abstand vom betreffenden Punkte bis an den Erdmittelpunkt ist.  $a$  und  $b$  sind zwei positive Konstanten, deren Wert, mittels der Arbeit von Gutenberg berechnet ist zu

$$a = 0.002\ 193\ 116 \qquad b = 0.001\ 321\ 846.$$

Ist die Laufzeit der  $\bar{P}$ -Wellen erhalten, so wird sie von der registrierten Zeit jeder Station subtrahiert, um einen Wert der Anfangszeit der Explosion zu finden.

Es ergab sich:

Station	Zeit der Explosion
Heidelberg . . . . .	7 <sup>h</sup> 32 <sup>m</sup> + 12.404 <sup>s</sup>
Jugenheim . . . . .	+ 13.414
Feldberg . . . . .	+ 13.946
Straßburg . . . . .	+ 14.006
Hohenheim . . . . .	+ 12.923
Nördlingen . . . . .	+ 12.464
Ravensburg . . . . .	+ 13.603
Zürich . . . . .	+ 12.981
Göttingen . . . . .	+ 12.845
München . . . . .	+ 12.773
de Bilt . . . . .	+ 13.501
Mittelwert . . . . .	+ 13.169
Mittlerer Fehler des Mittelwertes . . .	± 0.168
Mittlerer Fehler eines einzelnen Wertes .	± 0.531

Wenn man betrachtet, daß die Erdbebenwarten die Zeiten der  $\bar{P}$ -Wellen nur in runden Sekunden registriert haben, ist es leicht zu begreifen, daß die Berechnung den besten Erfolg gibt, da der mittlere Fehler des Mittelwertes unter 0.2 Sek. liegt und der Mittelfehler eines vereinzelteten Wertes nur 0,5 Sek. ist. Die Berechnung nach der Wiechertschen Formel stimmt mit den Ergebnissen der Beobachtung der Explosion von Oppau ganz überein.

Dann wendet der Verfasser die annähernden Hypothesen des geradlinigen Erdbebenstrahles und der Fortpflanzungsgeschwindigkeiten von 5.55 bis 5.6 und 5.7 pro Sekunde an.

Es ergibt sich:

	Für $v = 5.55$	$v = 5.6$	$v = 5.7 \text{ km}''$
Mittelwert der Anfangszeit der Explosion . . . . .	7 <sup>h</sup> 32 <sup>m</sup> + 13.131 <sup>s</sup>	7 <sup>h</sup> 32 <sup>m</sup> + 13.455 <sup>s</sup>	7 <sup>h</sup> 32 <sup>m</sup> + 13.980 <sup>s</sup>
Mittlerer Fehler des Mittel- wertes . . . . .	± 0.168	± 0.172	± 0.217
Mittlerer Fehler eines ein- zelnen Wertes . . . . .	± 0.532	± 0.543	± 0.687

Wie man sieht ist die annähernde Hypothese des geradlinigen Erdbebenstrahles geeignet für einfache Berechnungen und gibt Ergebnisse, die beinahe gleich sind.

Im vorliegenden Falle handelt es sich um ein Erdbeben, dessen Herd ganz genau bekannt war und dessen Form punktförmig war. Wir glauben, daß die Ergebnisse dieser Arbeit von großer Wichtigkeit sind, da sie die Annahmen, auf die sich die seismometrischen Berechnungen stützen, sehr gut bestätigen.

J. G. de Llarena.

**Vicente Inglada:** Beitrag zum Studium des japanischen Bebens vom 1. Sept. 1923. Berechnung der Herdkoordinaten und der Herdzeit mittels der in den benachbarten Stationen registrierten  $\bar{P}$ -Wellen. (Contribución al estudio del megasismo japonés de 1<sup>o</sup> de Sept. de 1923. Cálculo de las coordenadas focales y del instante inicial del terremoto principal por medio



de las horas de  $\bar{P}$  registradas en las Estaciones proximas. Revista de la R. Acad. de Ciencias tomo XXIII, p. 47—137, Madrid 1926.)

In der vorliegenden Arbeit gibt der Verfasser die Anwendung des Berechnungsverfahrens, das in der oben besprochenen Arbeit dargestellt ist.

Im ersten Kapitel faßt der Verfasser die Resultate der bereits über das japanische Beben vom 1. Sept. 1923 erschienenen Arbeiten zusammen und gibt insbesondere die dort bestimmte Lage und Tiefe des Bebenherdes an. Die Herdzeit liegt zwischen  $2^h 58^m 30^s$  und  $31^s$ .

Im zweiten Kapitel werden auf Grund verschiedener Angaben die Koordinaten des Epizentrums berechnet. Die Ergebnisse stimmen gut — innerhalb 6 km — untereinander überein. Wählt man als Achsen der rechtwinkligen Koordinaten die Projektionen des Parallelkreises  $35^\circ N$  und des Meridians  $139^\circ E$ , so ergibt sich als Mittelwert für die Koordinaten des Epizentrums und für ihren wahrscheinlichen Fehler:

$$x_0 = 30.15 \text{ km} \pm 0.1 \text{ km}; \quad y_0 = 16.5 \text{ km} \pm 0.9 \text{ km}.$$

Das dritte Kapitel gibt die Berechnung der Herdtiefe  $h$  und die Herdzeit des Hauptstoßes dieses Bebens. Werden die Zeiten von  $\bar{P}$  zu Paaren vereinigt, so ist  $h = 35.2 \text{ km} \pm 2.4 \text{ km}$ . Wird die Epizentralzeit mit den Zeiten von  $\bar{P}$  kombiniert, so ist  $h = 35.9 \text{ km} \pm 0.8 \text{ km}$ . Auf Grund der Herdzeit ist  $h = 36.7 \text{ km} \pm 4.4 \text{ km}$ ; aus Epizentralzeit und Herdzeit  $h = 34.2 \text{ km}$ . Als Mittelwert  $h = 35.0 \text{ km} \pm 0.4 \text{ km}$ .

Im vierten Kapitel werden die Vorgänge im Herd untersucht. Es wird dabei angenommen, daß das Beben durch Einsenkung einer submarinen Scholle in der Sagami-bucht von wenigstens 50 km Länge und 25 bis 30 km Breite entstand. Es wird nun die Frage untersucht, ob die Scholle sich plötzlich als ganzes gesenkt hat, oder ob das Beben einen fortschreitenden Charakter besaß, d. h. an einem bestimmten Punkt begann. Die Laufzeiten von  $\bar{P}$  könnten darüber Aufschluß geben, wenn sie auf  $\frac{1}{10}$  Sek. genau wären und rings um den Herd verteilt lägen. Leider ist beides nicht der Fall.

J. G. de Llarena.

---

## Mitteilungen.

### Neue Anmeldungen.

- 146. Colorado School of Mines; Golden Colorado U. S. A.
- 147. Flugwetterwarte, Köln.
- 148. Erdbebenwarte der Technischen Hochschule, Aachen.

### Adressenänderungen.

- 86. MÜGGE, R., Dr., Frankfurt a. M., Dammgraben 68, Eisenbahn-Siedelung.
- 76. MARTIN, J., Dr., Jena, Fröbelstieg 3.
- 92. PILGRIM, L., Prof. Dr., Stuttgart, Urbanstraße 68.

### Berichtigung.

- 68. Anstatt Siemens-Schuckertwerke: Siemens-Bauunion.

# Diagramme zur Bestimmung der Terrainwirkung für Pendel und Drehwage und zur Bestimmung der Wirkung „zweidimensionaler“ Massenanordnungen.

Von Karl Jung. — (Mit fünf Abbildungen.)

In Anlehnung an eine Anregung von Numerov werden Diagramme beschrieben, die unter Benutzung einer Karte mit Linien gleichen Erhebungswinkels die Bestimmung der Geländewirkung auf Pendel und Drehwage durch Auszählen des in Felder geteilten Geländegrundrisses gestatten, und es werden Diagramme angegeben, die eine einfache Herstellung der Karten mit Linien gleichen Erhebungswinkels ermöglichen. Die Verwendung eines der erstgenannten Diagramme und eines ähnlichen zur Bestimmung der Wirkung in der Tiefe liegender zweidimensionaler Masseneinbettungen wird beschrieben. Alle Diagramme werden gezeichnet, und es werden für alle Fälle eingehende Benutzungsvorschriften gegeben.

## A. Terrainwirkung.

1. In Band I dieser Zeitschrift schlägt Numerov<sup>1)</sup> ein Verfahren zur Bestimmung der Terrainwirkung für Pendel und Drehwage vor. Man teilt das ganze Gelände derart in Felder ein, daß die über jedem Feld zu berücksichtigende Masse eine ihrer Dichte proportionale Wirkung, d. h. bei konstanter Dichte dieselbe Wirkung auf das Instrument ausübt. Durch Abzählen der Felder erhält man die Wirkung der gesamten Umgebung. Die Größe und Gestalt der Felder hängt ab von dem Azimut, der Entfernung von der Station und der Höhe des Geländes. Für die Schwereintensität, die Krümmungsgröße und den Gradienten ist je eine besondere Einteilung des Geländes nötig. Leider sind, wohl infolge sprachlicher Schwierigkeiten, nicht alle Teile der Arbeit Numerovs voll verständlich.

Ein dem von Numerov vorgeschlagenen ähnliches Verfahren soll im folgenden ausgeführt werden, und Diagramme sollen angefertigt werden, die die Einteilung des Geländes angeben. Die Größe und Gestalt der Felder soll aber nur von dem Azimut und der Entfernung abhängen, während der Erhebungswinkel dadurch berücksichtigt wird, daß man je nach dessen Betrag den Feldern ein verschiedenes Gewicht zuerteilt.

2. Es sei  $\gamma$  die Gravitationskonstante,  $\sigma$  die Dichte der die Station umgebenden Gesteins- und Erdmassen. In der durch den Bezugspunkt des Instruments gehenden Niveaufläche, die man mit hinreichender Genauigkeit eben

annehmen kann, werden um den Bezugspunkt Polarkoordinaten ( $\varrho, \varphi$ ) eingeführt. Dann ist die Terrainwirkung auf das Gravitationspotential:

$$U = \gamma \sigma \int_{\varrho=0}^{\infty} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\xi=0}^h \frac{\varrho d\varrho d\varphi d\xi}{\sqrt{\varrho^2 + \xi^2}},$$

wobei  $h$  die Höhe des Terrains über dem Niveau des Bezugspunktes bedeutet.

Berechnet man hieraus die entsprechenden Formeln für die Schwereintensität, die Krümmungsgröße und den Gradienten, integriert sodann über  $\xi$  von 0 bis  $h$  und führt den Erhebungswinkel\*)  $\varepsilon = \arctg \frac{h}{\varrho}$  ein, so erhält man folgendes Ergebnis:

Die Terrainwirkung auf die Schwereintensität beträgt:

$$\frac{\partial U}{\partial z} = -\gamma \sigma \cdot \int_{\varrho=0}^{\infty} \int_{\varphi=0}^{2\pi} P(\varepsilon) d\varrho d\varphi, \dots \dots \dots (1)$$

$$P(\varepsilon) = 1 - \cos \varepsilon.$$

Die Wirkung auf die Krümmungsgröße folgt aus den Formeln:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = \gamma \sigma \cdot \int_{\varrho=0}^{\infty} \int_{\varphi=0}^{2\pi} K(\varepsilon) \frac{\cos 2\varphi}{\varrho} d\varrho d\varphi, \dots \dots \dots (2a)$$

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y} = \frac{1}{2} \gamma \sigma \int_{\varrho=0}^{\infty} \int_{\varphi=0}^{2\pi} K(\varepsilon) \frac{\sin 2\varphi}{\varrho} d\varrho d\varphi, \dots \dots \dots (2b)$$

$$K(\varepsilon) = 3 \sin \varepsilon - \sin^3 \varepsilon.$$

Für den Gradienten ergibt sich:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z} = -\gamma \sigma \cdot \int_{\varrho=0}^{\infty} \int_{\varphi=0}^{2\pi} G(\varepsilon) \frac{\cos \varphi}{\varrho} d\varrho d\varphi, \dots \dots \dots (3a)$$

$$\frac{\partial^2 U}{\partial y \partial z} = -\gamma \sigma \cdot \int_{\varrho=0}^{\infty} \int_{\varphi=0}^{2\pi} G(\varepsilon) \frac{\sin \varphi}{\varrho} d\varrho d\varphi, \dots \dots \dots (3b)$$

$$G(\varepsilon) = 1 - \cos^3 \varepsilon.$$

---

\*) Wie sich später zeigt, macht die Einführung des Erhebungswinkels die besondere Anfertigung von Karten mit Linien gleichen Erhebungswinkels notwendig. Dieser Nachteil wird dadurch ausgeglichen, daß das im folgenden zu entwickelnde Verfahren sowohl für die Stationsnähe als auch für fernere Geländeteile in gleicher Weise anwendbar ist. Auch ist man im Gegensatz zu anderen Verfahren [z. B. Eötvös<sup>3)</sup>, Schweydar<sup>4)</sup>, Nikiforov<sup>5)</sup>] an keine bestimmte Ausführung des Nivellements gebunden. Ähnlichen Vorteil und Nachteil hat die von Nikiforov<sup>5)</sup> angegebene graphische Methode von Belov.

Hierbei zeigt die  $Z$ -Achse senkrecht nach unten, der Winkel  $\varphi$  ist von der positiven  $X$ -Achse an im Drehsinn  $+X \rightarrow +Y$  positiv zu zählen (Fig. 1). Bezüglich des Vorzeichens ist folgendes zu bemerken. Wenn sich das Gelände über das Niveau des Bezugspunktes erhebt, ist  $\sigma$  positiv,  $\varepsilon$  positiv, und es ist von 0 bis  $\varepsilon$  zu integrieren. Senkt sich das Gelände unter dieses Niveau, so ist, da unterhalb der Niveauläche Masse fehlt,  $\sigma$  negativ zu nehmen, ferner ist (wegen  $h < 0$ )  $\varepsilon$  negativ, und es ist von  $\varepsilon$  bis 0 zu integrieren. Dasselbe erhält man, wenn man  $\sigma$  stets positiv läßt und stets von 0 bis  $\varepsilon$  integriert, wobei  $\varepsilon$  positiv oder negativ ist, je nachdem das Gelände sich über das Niveau des Bezugspunktes erhebt oder sich unter dasselbe senkt.

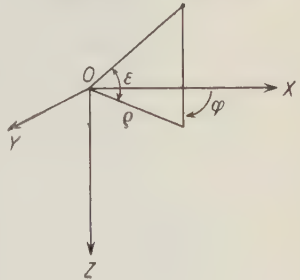


Fig. 1.

Bei der Einteilung des Geländes in Felder wählt man diese so klein, daß für jedes Feld der Winkel  $\varepsilon$  konstant angenommen werden kann. Dann gilt für jedes dieser Felder\*):

$$\frac{\partial U}{\partial z} = -\gamma \sigma \cdot P(\varepsilon) \cdot \iint d\rho d\varphi, \dots \dots \dots (1)$$

$$\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = \gamma \sigma \cdot K(\varepsilon) \cdot \iint \frac{\cos 2\varphi}{\rho} d\rho d\varphi, \dots \dots \dots (2a)$$

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y} = \frac{1}{2} \gamma \sigma \cdot K(\varepsilon) \cdot \iint \frac{\sin 2\varphi}{\rho} d\rho d\varphi, \dots \dots \dots (2b)$$

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z} = -\gamma \sigma \cdot G(\varepsilon) \cdot \iint \frac{\cos \varphi}{\rho} d\rho d\varphi, \dots \dots \dots (3a)$$

$$\frac{\partial^2 U}{\partial y \partial z} = -\gamma \sigma \cdot G(\varepsilon) \cdot \iint \frac{\sin \varphi}{\rho} d\rho d\varphi. \dots \dots \dots (3b)$$

3. Im folgenden ist stets zwischen dem „Gewicht“ und dem „Zählwert“ der Felder zu unterscheiden. Das Gewicht gibt den Wert der Funktionen  $P(\varepsilon)$ ,  $K(\varepsilon)$  und  $G(\varepsilon)$  an, ist also nur von dem Erhebungswinkel  $\varepsilon$  abhängig; der Zählwert dagegen bezeichnet den von Azimut und Entfernung abhängigen Teil der Wirkung der über dem Felde befindlichen bzw. unter dem Felde fehlenden Massen, so daß die Gleichung gilt:

$$\text{Wirkung} = \text{Zählwert} \times \text{Gewicht.}$$

\*) Hier muß bemerkt werden, daß in den entsprechenden Formeln von Numerov (a. a. O. S. 368) wohl ein Versehen vorgekommen ist. Die eckigen Klammern sind nur in der ersten Potenz zu bringen. Ferner müssen die Formeln, wenn sie die Werte der bestimmten Integrale darstellen sollen, durch die untere Grenze ergänzt werden.



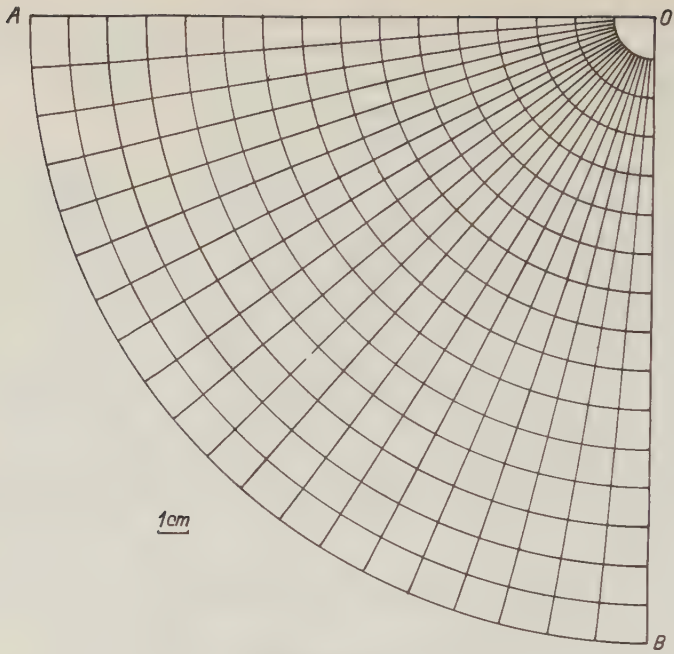


Diagramm A.

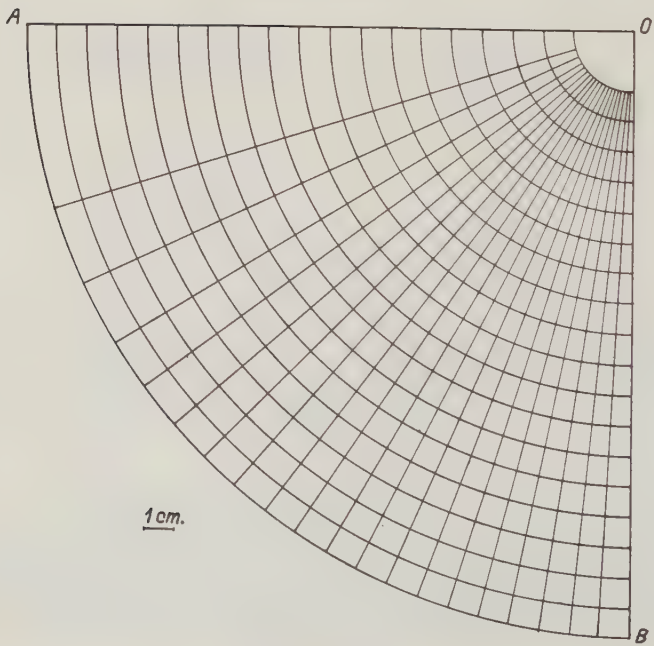


Diagramm B.

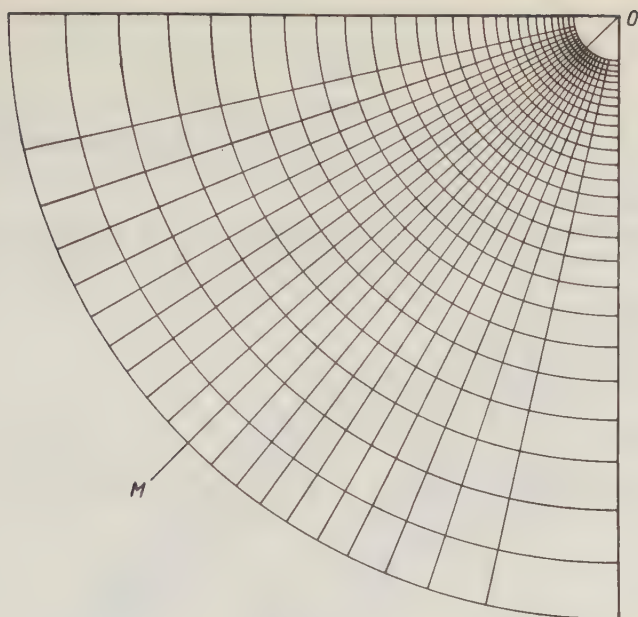


Diagramm C.

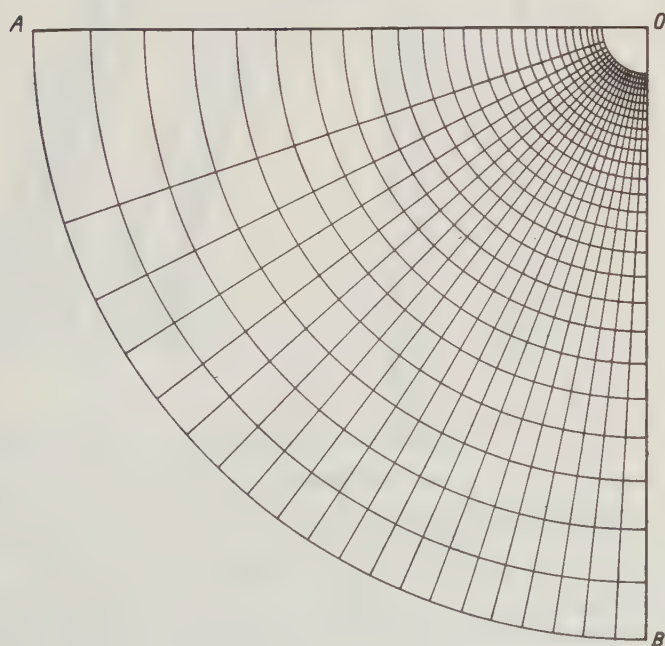


Diagramm D.

4. Die rechte Seite der Formeln (1) bis (3) hat die Form

$$k \cdot l(\varepsilon) \cdot \iint m(\varrho) n(\varphi) d\varrho d\varphi,$$

wobei  $k$  entweder  $\gamma\sigma$  oder  $\frac{1}{2}\gamma\sigma$  bedeutet,  $l(\varepsilon)$  die Funktionen  $P(\varepsilon)$ ,  $K(\varepsilon)$  und  $G(\varepsilon)$  vertritt und für  $m(\varrho)$  und  $n(\varphi)$  die unter den Integrationszeichen befindlichen Funktionen zu setzen sind.  $l(\varepsilon)$  gibt das Gewicht an, das beim Auszählen jedem Felde zuzuerteilen ist.

Zur Bestimmung von  $l(\varepsilon)$  dient Diagramm E, in welchem in übersichtlicher Weise die Funktionen  $P(\varepsilon)$ ,  $K(\varepsilon)$  und  $G(\varepsilon)$  abhängig von  $\varepsilon$  oder

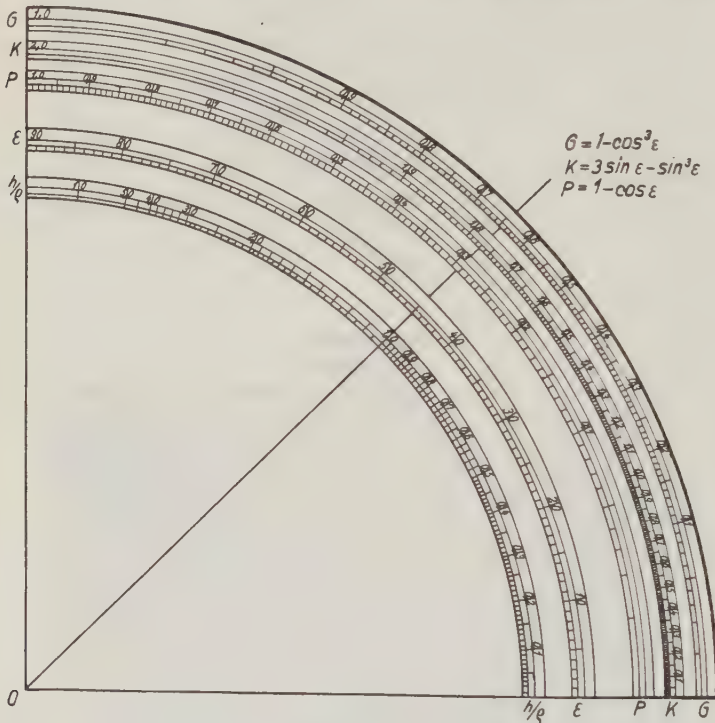


Diagramm E.

$\frac{h}{q} = \operatorname{tg}(\varepsilon)$  für positive Werte von  $\varepsilon$  dargestellt sind. Wenn man die durch Nivellieren erhaltenen Profile, die den Stationspunkt enthalten, hinzeichnet und das auf durchsichtigem Papier hergestellte Diagramm so darüber deckt, daß die untere linke Ecke ( $O$ ) des Diagramms auf den Bezugspunkt des Instruments zu liegen kommt, kann man zu jedem Punkte des Profils die Werte von  $P(\varepsilon)$ ,  $K(\varepsilon)$  und  $G(\varepsilon)$  unmittelbar ablesen. Für die sehr häufigen kleinen Erhebungswinkel ist ein besonderes Diagramm (F) hergestellt, bei dem die Profile in 10facher Überhöhung zu zeichnen sind.

5. Die Einteilung des Geländes in die auszuzählenden Felder läßt sich so vornehmen, daß jedes Feld von zwei Radien und zwei konzentrischen Kreisbogen begrenzt wird. Dann muß für jedes Feld gelten:

$$\int_{\varrho_u}^{\varrho_{u+1}} \int_{\varphi_v}^{\varphi_{v+1}} m(\varphi) n(\varphi) d\varrho d\varphi = \text{const} = a^3 \quad (\mu, \nu = 0, 1, 2 \dots).$$



Diagramm F.

Durch Integrieren ergibt sich hieraus eine Gleichung von der Form:

$$\{M(\varrho_{\mu+1}) - M(\varrho_{\mu})\} \{N(\varphi_{\nu+1}) - N(\varphi_{\nu})\} = a^3,$$

die sich in die Gleichungen

$$\begin{aligned} M(\varrho_{\mu+1}) - M(\varrho_{\mu}) &= a_1 = \text{const}, \\ N(\varphi_{\nu+1}) - N(\varphi_{\nu}) &= a_2 = \text{const}, \quad a_1 a_2 = a^3 \end{aligned}$$



zerlegen läßt. Diese Gleichungen bestimmen Gestalt, Größe und Zählwert der Felder. Das Vorzeichen von  $a^2$  ist je nach der Lage des Feldes positiv oder negativ.

Die Einteilung des Geländes in Felder muß auf dreierlei Weise vorgenommen werden. Das Ergebnis ist in den Diagrammen A, C und D wiedergegeben, die den Integralen in den Gleichungen (1), (2a) und (3a) entsprechen. Weitere Diagramme zu zeichnen ist unnötig, da die den Gleichungen (2b) und (3b) entsprechenden Diagramme aus den Diagrammen C und D durch Drehung um 45 bzw. 90° hervorgehen. Eine Übersicht über die zu zeichnenden Diagramme gibt Tabelle 1.

Tabelle 1.

Diagramm. . . . .	A	C	D
Verwendung . . . . .	Intensität	Krümmungsgröße	Gradient
$m(\varrho)$ . . . . .	1	$\frac{1}{\varrho}$	$\frac{1}{\varrho}$
$n(\varrho)$ . . . . .	1	$\cos 2\varphi$	$\cos \varphi$
$M(\varrho_{\mu+1}) - M(\varrho_{\mu})$ . . .	$\varrho_{\mu+1} - \varrho_{\mu}$	$\ln \frac{\varrho_{\mu+1}}{\varrho_{\mu}}$	$\ln \frac{\varrho_{\mu+1}}{\varrho_{\mu}}$
$N(\varphi_{\nu+1}) - N(\varphi_{\nu})$ . . .	$\varphi_{\nu+1} - \varphi_{\nu}$	$\frac{1}{2} (\sin 2\varphi_{\nu+1} - \sin 2\varphi_{\nu})$	$\sin \varphi_{\nu+1} - \sin \varphi_{\nu}$
$a_1$ . . . . .	$\frac{4}{\pi}$	0.1	0.1
$a_2$ . . . . .	$\frac{\pi}{40}$	0.05	0.05
$a^2$ . . . . .	0.1	0.005	0.005
$\varrho_{\mu}$ . . . . .	$\frac{4}{\pi} \cdot \mu$	$e^{0.1 \cdot \mu}$	$e^{0.1 \cdot \mu}$
$\varphi_{\nu}$ . . . . .	$\frac{\pi}{40} \cdot \nu$	$\frac{1}{2} \arcsin (0.1 \cdot \nu)$	$\arcsin (0.05 \cdot \nu)$

Aus der fünften Zeile ist zu ersehen, daß es bei den Diagrammen C und D, d. h. bei Krümmungsgröße und Gradient, nur auf das Verhältnis der Radien benachbarter Kreise ankommt. Dieses ist wegen  $M(\varrho_{\mu+1}) - M(\varrho_{\mu}) = a_1$  auf dem ganzen Diagramm konstant. Deshalb ist der Maßstab der Zeichnung gleichgültig entsprechend der Tatsache, daß geometrisch ähnliche, in bezug auf den Bezugspunkt des Instruments ähnlich liegende Massen von gleicher Dichte auf die Drehwaage die gleiche Wirkung ausüben.

Anders verhält es sich mit dem Diagramm A, das den Einfluß des Geländes auf die Schwereintensität bestimmen soll. Im Diagramm haben benachbarte Radien den Abstand  $a = \frac{4}{\pi}$  cm, in der Natur aber den Abstand  $\frac{4}{\pi} \cdot E$  cm, wobei 1 : E den Maßstab des Diagramms bedeutet. Da es auf die Radien selbst und nicht nur auf deren Verhältnisse ankommt, muß der Maßstab berücksichtigt werden, und zwar sind die unter Nichtbeachtung des Maßstabs erhaltenen Be-

träge mit  $E$  zu multiplizieren. Auf das Pendel wirken ähnliche und ähnlich liegende Massen von gleicher Dichte proportional ihrer linearen Ausdehnung.

Die Wirkung jedes Feldes beträgt demnach bei Diagramm A:  $k \cdot a^2 \cdot E \cdot P(\epsilon)$ , bei Diagramm C:  $k \cdot a^2 \cdot K(\epsilon)$  und bei Diagramm D:  $k \cdot a^2 \cdot G(\epsilon)$ . Die Zahlenwerte gibt Tabelle 2.

Tabelle 2.

Diagramm. .	A	C		D
Verwendung.	$\frac{\partial U}{\partial z}$	$\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial x^2}$	$\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y}$	$\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z}, \frac{\partial^2 U}{\partial y \partial z}$
$k \dots \dots$	$6.67 \cdot 10^{-8} \cdot \sigma$	$6.67 \cdot 10^{-8} \cdot \sigma$	$3.33 \cdot 10^{-8} \cdot \sigma$	$6.67 \cdot 10^{-8} \cdot \sigma$
$a^2 \text{ bzw. } a^2 \cdot E$	$-0.1 \cdot E$	$\pm 0.005$	$\pm 0.005$	$\pm 0.005$
Zählwert . .	$-6.67 \cdot 10^{-9} \cdot \sigma \cdot E$	$\pm 0.333 \cdot 10^{-9} \cdot \sigma$	$\pm 0.167 \cdot 10^{-9} \cdot \sigma$	$\pm 0.333 \cdot 10^{-9} \cdot \sigma$
Gewicht . .	$P(\epsilon)$	$K(\epsilon)$	$K(\epsilon)$	$G(\epsilon)$
Wirkung . .	$\begin{cases} -6.67 \cdot 10^{-9} \\ \cdot \sigma \cdot E \cdot P(\epsilon) \end{cases}$	$\begin{cases} \pm 0.333 \cdot 10^{-9} \\ \cdot \sigma \cdot K(\epsilon) \end{cases}$	$\begin{cases} \pm 0.167 \cdot 10^{-9} \\ \cdot \sigma \cdot K(\epsilon) \end{cases}$	$\begin{cases} \pm 0.333 \cdot 10^{-9} \\ \cdot \sigma \cdot G(\epsilon) \end{cases}$

6. Die Verwendung der Diagramme geschieht folgendermaßen. Zuerst wird mit Hilfe der Diagramme E und F eine Karte des Geländes mit Linien gleichen Erhebungswinkels gezeichnet. Das kann auf rein graphischem Wege geschehen. In die Flächen zwischen diesen Linien schreibt man zweckmäßig die Mittelwerte von  $P(\epsilon)$ ,  $K(\epsilon)$  und  $G(\epsilon)$ , so daß man unmittelbar die Gewichte ablesen kann.

Zum Abzählen zeichnet man die Diagramme A, C und D auf durchsichtiges Papier. Dann ist von jedem dieser Diagramme höchstens ein Quadrant nötig, da gegenüberliegende Quadranten kongruent, benachbarte entweder kongruent (Diagramm A und C) oder spiegelsymmetrisch (Diagramm D) sind. Die Diagramme sind so auf die Karte zu denken, daß der Punkt O der Diagramme auf den Stationspunkt zu liegen kommt.

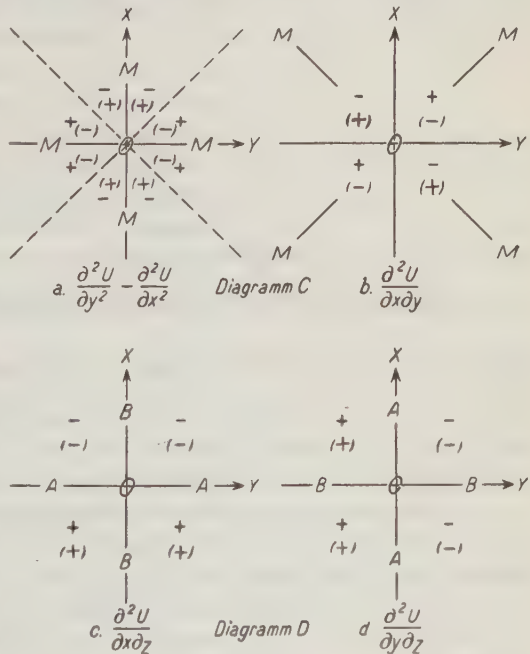


Fig. 2a bis d.

Bei Diagramm A sind alle Azimute gleichwertig, es ist also keine weitere Bemerkung darüber zu machen, wie das Diagramm zu legen ist. Das Vorzeichen ist stets negativ zu nehmen.

Die Vorschriften über die Lage der Diagramme C und D, sowie die Angaben über das Vorzeichen sind in den Fig. 2a bis d zusammengefaßt. Das eingeklammerte Vorzeichen ist zu nehmen, wenn sich das Gelände unter das Niveau des Bezugspunktes senkt, im anderen Falle gelten die nicht eingeklammerten Vorzeichen. Gleiche Buchstaben in den Diagrammen und den Figuren entsprechen sich.

## B. Die Wirkung zweidimensionaler Masseneinbettungen.

1. Bei der Terrainwirkung lag ein dreidimensionales Problem vor. Zwei Dimensionen wurden durch die Diagramme A, C und D erfaßt, während die dritte Dimension durch Einführung des Erhebungswinkels  $\varepsilon$  (Diagramm E und F) berücksichtigt wurde.

Unter „zweidimensionalen“ Massenanordnungen sind solche Einbettungen zu verstehen, die sich längs einer der horizontalen Koordinaten, z. B. in der Y-Richtung, nach beiden Seiten ins Unendliche erstrecken. Die Wirkung solcher Massen hängt nur von ihrem Querschnitt (also einem zweidimensionalen Gebilde) ab und muß sich in zwei Dimensionen beschreiben lassen. Jeder Punkt der XZ-Ebene vertritt eine Massengerade, die durch den Punkt hindurch geht und in der Y-Richtung nach beiden Seiten unendlich lang ist.

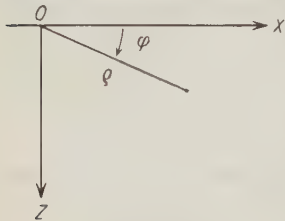


Fig. 3.

Dadurch, daß die dritte Dimension in den Betrachtungen keine Rolle spielt, ergeben sich Vereinfachungen. Zunächst werden alle Differentialquotienten des Gravitationspotentials, in denen nach  $y$  differenziert wird, gleich Null;

die Krümmungsgröße und der Gradient sind demnach gegeben durch  $\frac{\partial^2 U}{\partial x^2}$  und

$\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z}$ . Teilt man die XZ-Ebene in Felder ein, so entspricht nun dem

Winkel  $\varepsilon$  der rechte Winkel zwischen der Y-Richtung und der XZ-Ebene. Das Gewicht ist überall dasselbe; man hat nur den Zählwert der Felder zu bestimmen und über dem Querschnitt der Einbettung abzuzählen.

2. Den Ursprung des Koordinatensystems legt man in den Bezugspunkt des Instruments, die X-Achse verläuft in der Niveauläche senkrecht zu der Längsrichtung der Einbettung, die Z-Achse zeigt rechtwinklig zur X-Achse nach unten. Man führt Polarkoordinaten ( $\rho, \varphi$ ) ein, wobei der Winkel  $\varphi$  von der positiven X-Achse an positiv im Drehsinn  $+X \rightarrow +Z$  zu zählen ist (Fig. 3).

Dann ist das (logarithmische) Potential der Einbettung:

$$U = 2\gamma\sigma \iint_F \ln \frac{1}{\rho} \cdot \rho d\rho d\varphi,$$

wobei über den Querschnitt  $F$  zu integrieren ist. Hieraus erhält man die Wirkung auf die Schwereintensität:

$$\frac{\partial U}{\partial z} = 2\gamma\sigma \iint_F \sin \varphi \, d\rho \, d\varphi, \dots\dots\dots (1)$$

die auf die Krümmungsgröße:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = 2\gamma\sigma \iint_F \frac{\cos 2\varphi}{\rho} \, d\rho \, d\varphi, \dots\dots\dots (2)$$

und die auf den Gradienten:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z} = 2\gamma\sigma \iint_F \frac{\sin 2\varphi}{\rho} \, d\rho \, d\varphi. \dots\dots\dots (3)$$

3. Ein Vergleich mit den Gleichungen (2a) und (2b) auf S. 203 zeigt, daß zur Bestimmung des Einflusses auf Krümmungsgröße und Gradient das Diagramm C benutzt werden kann. Die Wirkung jedes Feldes (= Zählwert) zeigt Tabelle 3.

Tabelle 3.

Diagramm . . . . .	C
Verwendung . . . . .	$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2}, \quad \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z}$
$a^2$ . . . . .	$\pm 0.005$
$k$ . . . . .	$1.33 \cdot 10^{-7} \cdot \sigma$
Wirkung (= Zählwert) . . .	$\pm 0.667 \cdot 10^{-9} \cdot \sigma$

Für die Lage der Diagramme auf dem Querschnitt und das Vorzeichen bestehen folgende Vorschriften (Fig. 4a, b):

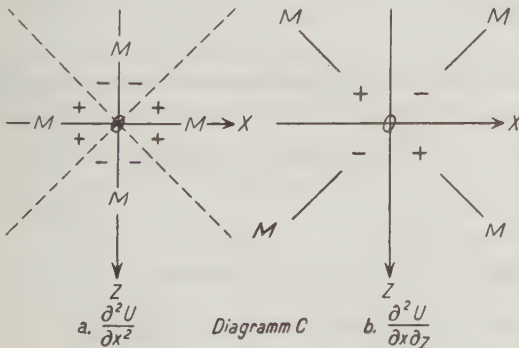


Fig. 4a, b.

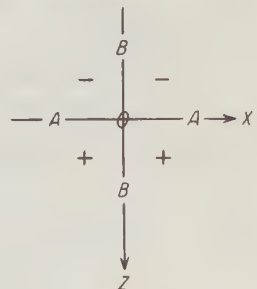


Fig. 5.



Für  $\frac{\partial U}{\partial z}$  ist ein neues Diagramm (B) zu zeichnen\*).

$$\begin{aligned} m(\varrho) &= 1, & M(\varrho_{\mu+1}) - M(\varrho_{\mu}) &= \varrho_{\mu+1} - \varrho_{\mu}, \\ n(\varphi) &= \sin \varphi, & N(\varphi_{\nu+1}) - N(\varphi_{\nu}) &= -(\cos \varphi_{\nu+1} - \cos \varphi_{\nu}); \\ a_1 &= 1, & a_2 &= 0.05, & a^3 &= 0.05; \\ \varrho_{\mu} &= \mu, & \varphi_{\nu} &= \arccos(1 - 0.05 \cdot \nu); \\ k &= 1.33 \cdot 10^{-2} \cdot \sigma. \end{aligned}$$

Hier ist wie bei Diagramm A mit  $E$  zu multiplizieren. Somit ist die Wirkung von jedem der Felder:

$$k \cdot a^3 \cdot \sigma \cdot E = \pm 6.67 \cdot 10^{-9} \cdot \sigma \cdot E.$$

Wie das Diagramm auf den Querschnitt zu legen, und welches Vorzeichen zu nehmen ist, zeigt Fig. 5.

4. Die Diagramme A bis F können ein für allemal hergestellt werden. In der Praxis wird je nach der Geländeform entweder ein graphisches oder ein rechnerisches Verfahren vorzuziehen sein. Über die praktische Verwendbarkeit des hier ausgeführten Verfahrens im Vergleich mit anderen Verfahren und den für ihre Benutzung notwendigen Zeitaufwand soll später berichtet werden.

#### Literatur.

1) B. Numerov: Graphische Methode zur Berücksichtigung des topographischen Einflusses und des Einflusses der unterirdischen Massen auf die gravimetrischen Beobachtungen. Zeitschr. f. Geophys. 1, 367—371 (1925).

2) Derselbe: Die Interpretation der Schwerebeobachtungen (russisch). Bull. de l'institut Astronomique Nr. 15, S. 165—167, Leningrad 1927.

3) R. v. Eötvös: Bestimmung der Gradienten der Schwerkraft und ihrer Niveauflächen mit Hilfe der Drehwage. Verhandl. d. 15. allgem. Konf. d. Intern. Erdmessung in Budapest 1906, Teil I, S. 357 ff., 1908.

4) W. Schweydar: Die topographische Korrektur bei Schweremessungen mit der Torsionswage. Zeitschr. f. Geophys. 1, 81—89 (1925); 3, 17—23 (1927).

5) P. Nikiforov: Physical Principles of the gravitational Method of Prospecting (russisch mit englischem Auszug). Bull. of the Inst. of Pract. Geophys. Nr. 1, S. 198 ff., 211 ff., Leningrad 1925.

\*) Während der Abfassung dieser Arbeit ist mir eine Veröffentlichung von Numerov<sup>2)</sup> zu Gesicht gekommen, in der ein dem Diagramm B ähnliches Diagramm angegeben wird.

Potsdam, Geophysik. Abteilung d. Geodätischen Instituts, April 1927.

## Schwerkraft und isostatische Kompensation in Japan.

Von W. Helsing. — (Mit einer Abbildung.)

Es werden 80 japanische Schwerestationen topographisch-isostatisch reduziert und gezeigt, daß die Schwerkraft in Japan nach der Reduktion stark positiv bleibt. Japan, wie auch andere vulkanische Gebiete scheinen also noch nicht im isostatischen Gleichgewichtszustand zu sein.

Wenn auch die Gebirge, Täler, Inseln und Meere überhaupt isostatisch kompensiert sind, so bilden doch die vulkanischen Gebiete eine Ausnahme in dem Sinne, daß in diesen Gebieten die Schwerkraft nach der isostatischen Reduktion sehr oft stark positiv bleibt.

In Italien und Sizilien z. B. beträgt der Mittelwert von 14<sup>1)</sup> isostatisch reduzierten Schwereanomalien nach der Reduktion  $+0.060 \text{ cm/sec}^2$  \*), im Kaukasus, wo auch erloschene vulkanische Krater, wie Elbrus und Kasbek, sich befinden, ist der Mittelwert von 13 Schwereanomalien  $+0.050 \text{ cm/sec}^2$ , auf den Hawaijinseln beträgt der Mittelwert von 2 Schwereanomalien  $+0.103 \text{ cm/sec}^2$ , auf St. Helena (1 Station)  $+0.077 \text{ cm/sec}^2$ .

In Island haben wir 6 Schwerestationen<sup>3)</sup>, die meines Wissens noch nicht isostatisch reduziert sind. Der Mittelwert der Anomalien nach der Freiluftreduktion beträgt  $+0.021 \text{ cm/sec}^2$ . Wenn man nun bedenkt, daß die mittlere Höhe von Island erheblich ist, daß die Höhe der Stationen unterhalb 100 m ist, und daß das tiefe Meer nicht in der Nähe von Island beginnt, so sieht man ohne weiteres ein, daß hier nach der isostatischen Reduktion der Anomalienmittelwert mehr positiv als nach der Freiluftreduktion wird, so daß auch hier die Schwereanomalien positiv sind.

Dies alles scheint für die vulkanischen Gebiete so charakteristisch zu sein, daß es wichtig ist, diese Sache näher zu untersuchen. Zu diesem Zwecke habe ich Japan, ein bekanntes vulkanisches Gebiet, isostatisch untersucht, und ich gebe hier die wichtigsten Resultate wieder.

Ich habe im ganzen 80 japanische Schwerestationen<sup>4)</sup> nach der Hayford-schen Methode (Ausgleichstiefe 113.7 km) reduziert. Von diesen Stationen befinden sich 7 auf der Insel Kjuschiu, 4 auf Schikoku, 14 auf Hokkaido und die übrigen 55 Stationen auf der größten Insel Hondo. Da die meisten Stationen auf dem Flachlande liegen, so daß die Wirkung der topographischen Reduktion in der nächsten Umgebung gering ist, so war die Reduktion ziemlich leicht durchzuführen.

Weil das tiefe Meer den Stationen verhältnismäßig nahe liegt, so verkleinert die isostatische Reduktion den beobachteten Schwerewert  $g - \gamma_0$ . Die

---

\*) Die hier erwähnten Schwereanomalien beziehen sich auf meine Schwereformel  $\gamma_0 = 978.052 [1 + 0.005285 \sin^2 \varphi - 0.000007 \sin^2 2\varphi + 0.000027 \cos^2 \varphi \cos 2(\lambda - 18^\circ)]$ .

Wirkung der isostatischen Kompensation schwankt zwischen  $-0.004$  und  $-0.056 \text{ cm/sec}^2$ , wenn die Stationen Nemuro, die an der Ostspitze von Hokkaido und nahe dem tiefen Meere liegt, und wo diese Wirkung nicht weniger als  $-0.085 \text{ cm/sec}^2$  beträgt, ausgenommen wird. Der Mittelwert dieser Wirkung beträgt  $-0.037 \text{ cm/sec}^2$ .

Der Mittelwert der Anomalien nach der Freiluftreduktion ist  $+0.057 \text{ cm/sec}^2$  und also nach der isostatischen Reduktion  $+0.020 \text{ cm/sec}^2$ . Die durchschnitt-

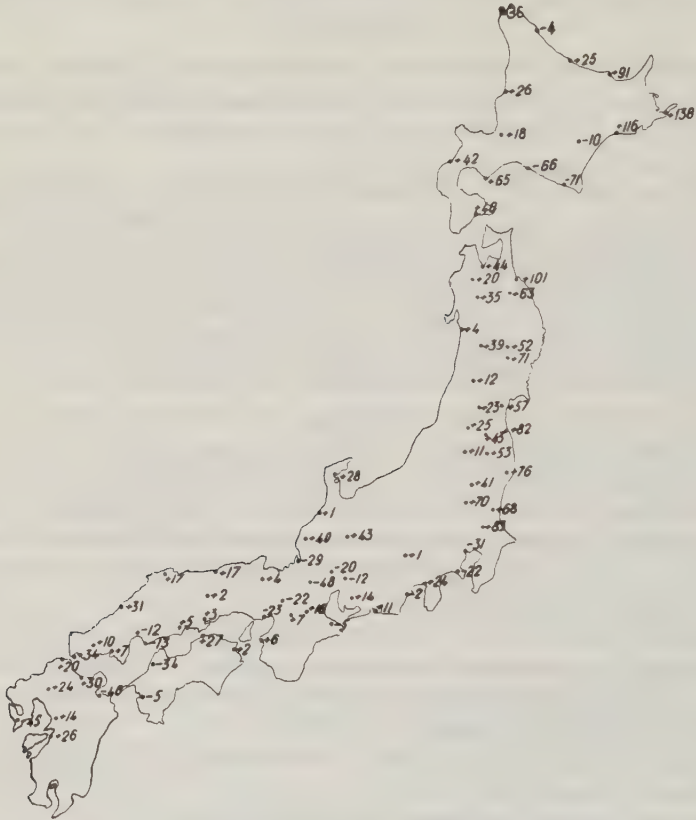


Fig. 1. Schwereanomalien in Japan.

Die Zahlen bezeichnen die nach der Hayfordschen Reduktion mit der Ausgleichstiefe 113.7 km übrigbleibenden Schwereanomalien in Einheiten  $0.001 \text{ cm/sec}^2$ .

liche Schwereanomalie wird also durch die isostatische Reduktion auf 35 Proz. reduziert. Und wären die Anomalien überall in Japan wenigstens annäherungsweise gleich  $+0.020 \text{ cm/sec}^2$ , so wäre dies noch nicht besonders merkwürdig, denn z. B. in Deutschland ist auch ein großes Massenüberschußgebiet vorhanden. Betrachtet man aber die beiliegende Karte näher, so bemerkt man, daß im südlichen Teile von Japan bis zur Breite von Tokio die Schwereanomalien beinahe

regelmäßig abwechselnd positiv und negativ sind, und der Mittelwert dieser Anomalien, von denen 25 positiv und 15 negativ sind, beträgt  $+ 0.002 \text{ cm/sec}^2$ . Dagegen ist die Schwereanomalie an allen nördlich von Tokio auf der Insel Hondo gelegenen 26 Stationen positiv, und der Mittelwert dieser Anomalien beträgt nicht weniger als  $+ 0.046 \text{ cm/sec}^2$ . Auf der Insel Hokkaido sind von 14 Anomalien 9 positiv und 5 negativ, und der Mittelwert beträgt hier  $+ 0.027 \text{ cm/sec}^2$ .

Auf der Insel Hondo sind an den nördlich von Tokio liegenden Stationen die Anomalien um so mehr positiv, je näher sie der östlichen Küste liegen. Der Mittelwert der Anomalien an 9 nahe der östlichen Küste gelegenen Stationen beträgt  $+ 0.072 \text{ cm/sec}^2$ , an 12 im mittleren Teile der Insel liegenden Stationen  $+ 0.035 \text{ cm/sec}^2$  und an 5 Stationen nahe der westlichen Küste  $+ 0.023 \text{ cm/sec}^2$ . Dieselbe Erscheinung ist auch auf der Insel Hokkaido zu bemerken, und besonders deutlich an der nördlichen Küste, wo von Ost nach West gerechnet die Schwereanomalien  $+ 0.138$ ,  $+ 0.091$ ,  $+ 0.025$ ,  $- 0.004$  und  $- 0.036 \text{ cm/sec}^2$  betragen.

Dies alles kann nicht bloßer Zufall sein, sondern hier muß höchstwahrscheinlich ein Zusammenhang zwischen dem Schwereüberschußgebiet auf den Inseln Hondo und Hokkaido und der naheliegenden Meerestiefe, wo die Tiefe über 8000 m beträgt, in dem Sinne vorherrschen, daß weder diese Inseln noch die Meerestiefe isostatisch vollkommen kompensiert sind, so daß auf den Inseln die Schwereanomalien positiv sind, und auf dem Ozean oberhalb dieser Tiefe negativ sein sollten. Ob das Letztgesagte zutrifft oder nicht, weiß man allerdings noch nicht, denn dort ist meines Wissens keine Schwerebeobachtung gemacht worden. Es sei aber hier gesagt, daß wenigstens oberhalb der Tongatiefe, wo Hecker Schwerebeobachtungen gemacht hat, nach der isostatischen Reduktion der Mittelwert von zwei Beobachtungen<sup>2)</sup>  $- 0.226 \text{ cm/sec}^2$  ist und oberhalb des naheliegenden Tongaplateaus  $+ 0.161 \text{ cm/sec}^2$ , so daß hier das Obengesagte gilt.

Ich habe die Stationen nur nach der Hayfordschen Annahme (Ausgleichstiefe 113.7 km) reduziert. Würde man sie auch nach anderen Ausgleichstiefen und nach anderen Annahmen reduzieren, so blieben die Anomalien auch positiv, und noch mehr positiv, wenn die Ausgleichstiefe geringer als 113.7 km oder die Erdkrustendicke geringer als etwa 60 km ist. Will man die positiven Schwereanomalien beseitigen, so muß man annehmen, daß unter dem Meeresboden die Erdkrustendicke sehr groß ist, was unmöglich zu sein scheint, denn die seismischen Beobachtungen und die Schwereanomalien an anderen Stellen lassen eine Erdkrustendicke von etwa 10 bis 60 km am plausibelsten erscheinen. Und dann würden andererseits die südlichen Schwereanomalien stark negativ. Was die Reduktionsgenauigkeit betrifft, so ist sie natürlich schon aus dem Grunde gering, weil die Tiefenverhältnisse des Meeres nicht genau bekannt sind, aber die Reduktionsfehler sind keineswegs so groß, daß sie unsere allgemeine Diskussion wesentlich verändern könnten.



Wir können also die positiven Schwereanomalien in Japan mittels größerer Erdkrustendicke nicht einwandfrei erklären, sondern wir müssen annehmen, daß Japan — wie die vulkanischen Gebiete überhaupt — Massenüberschußgebiete sind. Dies ist auch verständlich, denn bei der Gebirgsbildung haben höchst wahrscheinlich außer den vertikalen Massenverschiebungen auch horizontale Verschiebungen stattgefunden. Unter dem jetzigen Japan ist subkrustale Masse von Ost zugeflossen, und Japan ist deshalb gestiegen und der Meeresboden gefallen, und deswegen ist unter Japan zu viel Masse, was sich in positiven Schwereanomalien äußert. Die Nachgiebigkeit der Simaschicht ist so gering, daß der isostatische Gleichgewichtszustand noch nicht erreicht worden ist. Wenn dies richtig ist, müßte Japan allmählich sinken und der Meeresboden östlich von Japan sich heben.

Diesen allgemeinen Gang können allerdings die tätigen Vulkane und Erderschütterungen stören, und dadurch wird auch die Tatsache erklärlich, daß die Schwereanomalien in sehr weiten Grenzen schwanken. Ich erwähne nur den südlichen Teil von Hokkaido, wo die Schwereanomalien  $-0.071$  und  $+0.116 \text{ cm/sec}^2$  nahe bei einander anzutreffen sind.

Wir können nun auch annehmen, daß die Erdkruste unter dem nördlichen Teile von Japan viel dünner als gewöhnlich ist, und daß die dichtere Magma- oder Simaschicht dort höher beginnt, so daß die Kompensation höher stattfindet als gewöhnlich. Aber unter Wahrung des isostatischen Gleichgewichts können wir die stark positiven Schwereanomalien auch in diesem Falle nicht erklären, denn wenn die subkrustale Masse nur in radialer Richtung aufwärts geströmt ist, so ist die Wirkung dieser Strömung auf die Schwerkraft so gut wie Null. Obgleich nämlich die Dichte in den höheren Schichten größer als gewöhnlich ist, so muß sie in den tieferen Schichten geringer als gewöhnlich sein — wenn das isostatische Gleichgewicht vorherrscht. Die Wirkung des höher liegenden Massenüberschußgebietes auf die Schwerkraft ist allerdings etwas größer als die entgegengesetzte Wirkung des tiefer liegenden Massendefektgebietes, wenn aber diese Gebiete genügend breit — etwa 200 bis 300 km — sind, wie dies hier der Fall ist, so ist dieser Unterschied sehr gering und kann keineswegs bis etwa  $0.020$  bis  $0.070 \text{ cm/sec}^2$  steigen. Der erste Fall scheint also sehr wahrscheinlich zu sein.

#### Literatur.

1) W. Heiskanen: Untersuchungen über Schwerkraft und Isostasie. Veröffentl. d. finn. Geod. Instituts, Nr. 4, S. 53—59 (1924).

2) John F. Hayford and William Bowie: The effect of topography and isostatic compensation upon the intensity of gravity. S. 81 (1912).

3) E. Borraß: Bericht über die relativen Messungen der Schwerkraft usw. Verhdl. d. 16. allgem. Konferenz d. Intern. Erdmessung. III. Teil. S. 116 (1911).

4) I. c. S. 255—258 und E. Soler: Rapport sur les mesures relatives de l'intensité de la pesanteur, S. 84 (1922); Travaux de la Section de géodésie de l'union géodésique et géophysique internationale, Rapports généraux établis à l'occasion de la première assemblée générale.

## Die Erdkrustendicke nach den Schwereanomalien.

Von W. Heiskanen.

Früher hat der Verfasser mittels der Schwereanomalien die Erdkrustendicke bestimmt. In diesem Aufsatz wird die Aufgabe gewissermaßen umgekehrt, und wird berechnet, wie gut die Schwerebeobachtungen in U. S. A. mit den Werten der Erdkrustendicke im Einklang stehen, die mittels der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der seismischen Wellen erhalten werden.

In meinen Abhandlungen<sup>1)</sup> habe ich auf Grund der Airyschen isostatischen Annahme versucht, die Erdkrustendicke mittels der Schwereanomalien zu bestimmen und habe folgende Werte erhalten. Im Kaukasus 77 bis 104 km, in den Alpen 41 km, im Norwegen 37 km und in U. S. A. 50 bis 60 km. Weil nach der Airyschen Annahme die Erdkruste um so dicker ist, je höher die Landschaft ist, so leuchtet es ohne weiteres ein, daß die Erdkruste unter den Ozeanen — wenn die Airysche Annahme richtig ist — dünner als unter den erwähnten Gebirgen ist. Diese Werte der Erdkrustendicke sind diejenigen, die die nach der Reduktion übrigbleibenden Schwereanomalien am geringsten machen, so daß also die systematischen Anomalien verschwinden, d. h. daß der Mittelwert der Schwereanomalien im Gebirge demjenigen der Umgebung möglichst gleich wird.

Nun ist es sehr wichtig, daß man auch auf eine ganz andere Weise, nämlich mittels der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der seismischen Oberflächenwellen zu einem ähnlichen Resultat gekommen ist. Man hat nämlich dadurch festgestellt, daß die Erdkruste — die Sialschicht — unter Eurasien etwa 55 bis 60 km, unter Amerika etwa 50 km, unter dem Atlantik und unter den arktischen Gebieten etwa 25 km und unter dem Großen Ozean 0 bis 5 km dick ist<sup>2)</sup>. Unter dieser Schicht beginnt die dichtere Simaschicht, deren Dichte nach verschiedenen Autoren um 0.2 bis 1.0 km größer als die der Sialschicht ist. Auf diese Weise sprechen also die seismischen Beobachtungen für die Airysche isostatische Annahme.

Die von mir benutzte Methode zur Bestimmung der Erdkrustendicke ist jedoch nur als eine erste Annäherung zu betrachten, denn meine Methode setzt zuerst voraus, daß die Dichte der Sialschicht wie auch die der Simaschicht in allen Tiefen gleich ist, was in Wirklichkeit nicht der Fall ist. Es nimmt vielmehr sowohl die Dichte der Sial- als auch die der Simaschicht mit der Tiefe zu, und zwar nach den seismischen Untersuchungen die der Sialschicht rascher als die der Simaschicht<sup>2)</sup>.

H. S. Washington<sup>3)</sup> ist auf Grund sehr sorgfältiger Untersuchungen zu dem Resultat gekommen, daß die mittlere Dichte des Erdbodens in den Gebirgen am geringsten und unter den Ozeanen am größten ist, und dieser Befund ist in meinen früheren Untersuchungen auch nicht berücksichtigt worden.

Und endlich kann auch eingewandt werden, daß die Schwereanomalien nach der isostatischen Reduktion in den Gebirgen nicht mit denjenigen in der Umgebung gleich zu sein brauchen. Z. B. in Skandinavien muß wahrscheinlich der Mittelwert der Schwereanomalien wegen der Landhebung negativ sein.

Andererseits muß man aber sagen, daß es keinen anderen Ausweg gibt, wenn man nur mittels der geodätischen Beobachtungstatsachen die Erdkrustendicke bestimmen will, denn erstens muß die den Tabellenberechnungen zugrunde liegende Annahme möglichst einfach sein und außerdem weiß man nicht, um wieviel Einheiten die Schwereanomalien z. B. in Skandinavien negativ sein sollen, und kann dies bei der Bestimmung der Erdkrustendicke nicht berücksichtigen.

Wir können aber die Schwereanomalien anders behandeln. Wir nehmen die mittels der seismischen Beobachtungen gewonnenen Werte der Erdkrustendicke als Tatsache an und berechnen mittels dieser Werte die Reduktion der Schwereanomalien. Die nach der Reduktion übrigbleibenden Schwereanomalien müssen dann geologisch und geophysikalisch erklärt werden. Auch die Zunahme der Dichte mit der Tiefe und den Befund von Washington können wir dann berücksichtigen.

Dies habe ich in einer Arbeit getan, die bald veröffentlicht wird.

Die benutzten Annahmen sind folgende:

1. Die dem Meeresniveau entsprechende Dicke der Sialschicht beträgt 50 km.
2. Die Dichte ist um so geringer, je größer die Höhe ist und zwar so, daß folgende Werte einander entsprechen: Höhe ( $h$ ) 0, 1, 2, 3 km, Dichte ( $d$ ) 2.76, 2.74, 2.72 und 2.70.
3. Unter den Atlanten ist  $d = 2.83$  und unter dem Großen Ozean 2.40 (Sedimenten).
4. Die Dichte nimmt mit der Tiefe zu, so daß, wenn die Tiefe 50 km beträgt, die Dichte der Sialschicht um 0.2 größer geworden ist, also 2.96, 2.94, 2.92 und 2.90.
5. Die Dichte der Simaschicht wächst langsamer. In der Tiefe 10 km (unter dem Großen Ozean) beträgt sie 3.06 und z. B. in der Tiefe 50 km 3.14.

Diese Werte genügen folgenden Bedingungen:

1. Die mittlere Erdkrustendicke unter Eurasien (mittlere Höhe 0.9 km) beträgt 58 km, unter Nordamerika (mittlere Höhe 0.8 km) 57 km, unter den Atlanten 25 km und unter dem Großen Ozean 5 km, kommt also dem durch die seismischen Beobachtungen erhaltenen Werte ganz nahe.
2. Der Befund von Washington ist wenigstens annähernd berücksichtigt worden, und die Dichtenzunahme mit der Tiefe ist den seismischen Untersuchungen entnommen.
3. Die isostatische Bedingung ist erfüllt, d. h. in einer bestimmten Tiefe ist jede Flächeneinheit unter gleichem Drucke.

Diese isostatische Annahme liegt zwischen der Prattischen und der Airy-schen Annahme in dem Sinne, daß ein Teil (0.37) vom Gewicht der Gebirge zwischen der Tiefe 0 und 50 km und ein anderer Teil (0.63) unterhalb dieser Grenze kompensiert wird.

Bei der Berechnung der isostatischen Reduktionstabellen müssen natürlich beide Teile berücksichtigt werden. Ich habe dies in der Weise getan, daß ich Korrekturen berechnet habe, die zu den Hayfordschen der Ausgleichsfläche 113.7 km entsprechenden Reduktionsgrößen von Zone zu Zone zu addieren sind, um die unserer Annahme entsprechenden zu erhalten. Auch zur topographischen Reduktion muß eine Korrektur beigelegt werden, denn Hayford hat die Dichte 2.67 und ich habe die Dichte 2.70 bis 2.76 benutzt.

Weil in U. S. A. in den mir zur Verfügung stehenden Untersuchungen bereits beinahe 300 Schwerestationen nach der Hayfordschen Annahme, Ausgleichstiefe 113.7 km, reduziert worden sind, lag es nahe, gerade diese Stationen nach unserer Annahme zu reduzieren.

Ohne näher auf die Arbeit einzugehen, gebe ich hier kurz die Resultate in zwei Tabellen wieder. In der Tabelle 1 sind 216 Schwerestationen in

Tabelle 1. Die Gruppenmittelwerte der Schwereanomalien in U. S. A. nach verschiedenen Annahmen\*). (Einheit 0.001 cm/sec<sup>2</sup>.)

	Hayford			Heiskanen	Airy	
	85.3 km	113.7 km	127.9 km		40 km	60 km
27 Küstenstationen . . . . .	— 6	— 7	— 8	— 1	— 2	— 2
36 Gebirgsstationen unterhalb der Um- gebung . . . . .	0	— 1	— 1	+ 5	+ 5	+ 5
20 Gebirgsstationen . . . . .	+ 9	+ 3	+ 1	+ 6	+ 5	+ 4
46 Stationen nahe der Küste . . . . .	+ 1	+ 1	+ 1	+ 5	+ 5	+ 7
87 Flachlandstationen . . . . .	— 1	+ 1	+ 1	+ 4	+ 4	+ 6
216 Schwankung der Mittelwerte . . .	15	10	9	7	7	9
ohne						
die "Küstenstationen" . . . . .	10	4	2	2	1	3

fünf Gruppen eingeteilt und die Gruppenmittelwerte der Anomalien zuerst nach drei Hayfordschen Annahmen berechnet, dann die nach meiner Annahme und endlich die nach zwei Airyschen Annahmen. Die Ausgleichstiefen nach Hayford sind 85.3, 113.7 und 127.9 km und die dem Meeresniveau entsprechende Erdkrustendicke (Airysche Annahme) beträgt 40 und 60 km.

Wie man sieht, schwanken die verschiedenen Gruppenmittelwerte nach jeder Annahme erheblich, jedoch so, daß die Schwankung nach meiner und nach der Airyschen Annahme am geringsten (7) ist. Ohne die Küstenstationen ist die Schwankung nach der letzten Hayfordschen, nach meiner und der ersten Airyschen Annahme beinahe gleich (2 oder 1).

\*) Die Mittelwerte sind so gegeben, daß die Summe der einzelnen Anomalien nach jeder Annahme gleich Null wird.



Weil die Schwereanomalien in der Nähe des Großen Ozeans stark negativ sind, habe ich sie getrennt behandelt und deswegen noch eine Tabelle 2 gegeben, in der außerdem mehrere Stationen — 294 — berücksichtigt worden sind. Hier habe ich nur eine Hayfordsche (Ausgleichstiefe 113.7 km) berücksichtigt. Zieht man alle Stationen in Betracht, so beträgt die Schwankung der Gruppenmittelwerte nach Hayford 32, nach Heiskanen 27 und nach Airy in beiden Fällen 29. Ohne die Stationen an und nahe dem Großen Ozean beträgt die Schwankung der Reihe nach 14, 12, 12, 11.

Tabelle 2. Die Gruppenmittelwerte der Schwereanomalien in U. S. A. nach verschiedenen Annahmen\*). (Einheit 0.001 cm/sec<sup>2</sup>.)

	Hayford	Heiskanen	Airy	
	113.7 km		40 km	60 km
23 Stationen an der Küste des Großen Ozeans . .	— 20	— 15	— 18	— 20
25 " nahe " " " " " " " . .	— 20	— 16	— 16	— 19
24 Gebirgsstationen . . . . .	+ 12	+ 11	+ 11	+ 9
37 " unterhalb der Umgebung . .	+ 3	+ 3	+ 4	+ 4
32 Stationen an der Küste der Atlanten . . . .	— 2	— 1	— 1	— 2
53 nahe " " " " " " " " . . . .	+ 2	+ 2	+ 2	+ 4
100 Flachlandstationen . . . . .	+ 5	+ 3	+ 3	+ 6
294 Schwankung der Mittelwerte . . . . .	32	27	29	29
ohne die Station				
" " " an und nahe der Küste des Großen Ozeans	14	12	12	11

Benutzt man das Kriterium, daß die Annahme die beste ist, nach der die Schwankung der Gruppenmittelwerte die geringste ist, so bemerkt man, daß unsere Annahme erheblich besser als die Hayfordsche und ebenso gut oder etwas besser als die Airysche ist.

Dies alles sagt an und für sich nicht viel, insbesondere weil die Schwankung der Mittelwerte nach jeder Annahme groß ist, wenn man aber bedenkt, daß die Hayfordsche und Airysche Annahme lauter Arbeitshypothesen sind, während unsere Annahme auf den geophysikalischen und geologischen Beobachtungen beruht, so bedeutet das oben erwähnte Resultat viel mehr. Es sagt, daß die aus den seismischen Beobachtungen erhaltene Dicke der Erdkruste und die Dichtenverhältnisse der Sial- und Simaschicht mit den Schwerebeobachtungen sehr gut im Einklang stehen.

Auf diese Weise haben wir die Isostasiefrage auf festen Grund gebracht, und wir können nun, indem wir davon ausgehen, weiter aufbauen und z. B. bestimmen, um wieviel Einheiten die Schwerkraft in verschiedenen Gebirgen nach der Reduktion positiv oder negativ ist.

Schon aus meiner zweiten Tabelle leuchtet es z. B. ohne weiteres ein, daß die Schwereanomalien am Großen Ozean und in Kalifornien nach jeder Reduktionsart erheblich negativ sind, so daß dort Massendefekt vorhanden sein

\*) Die Mittelwerte sind so gegeben, daß die Summe der einzelnen Anomalien nach jeder Annahme gleich Null wird.

muß. Die positiven Anomalien in den Gebirgen deuten weiter darauf hin, daß entweder dort die Kompensation nicht vollständig ist, oder daß regionale Kompensation herrscht. Wahrscheinlich wirken beide Gründe zusammen.

Nach dieser neuen Annahme habe ich auch die Stationen in Norwegen, im Kaukasus und in den Alpen geprüft und habe bemerkt, daß die Schwerkraft überall wenigstens gleich gut oder etwas besser mit den Beobachtungen übereinstimmt, wie nach irgend einer anderen bis jetzt benutzten Annahme.

### Literatur.

<sup>1)</sup> W. Heiskanen: Untersuchungen über Schwerkraft und Isostasie. Veröffentl. d. finn. Geod. Instituts, Nr. 4 (1924). — Derselbe: Schwerkraft und isostatische Kompensation in Norwegen. Ebenda, Nr. 5 (1926).

<sup>2)</sup> B. Gutenberg: Der Aufbau der Erdkruste auf Grund geophysikalischer Beobachtungen. Zeitschr. f. Geophys., 1. Jahrg., Heft 3, S. 100—106 (1925).

<sup>3)</sup> H. S. Washington: Isostasy and rock density. Bull. geol. soc. Amer. **33**, 375 (1922).

## Über den Zusammenhang der Erdbeben mit den Polhöenschwankungen.

Von T. P. Kravetz. — (Mit einer Abbildung.)

Die diesbezüglichen Berechnungen Spitalers werden beanstandet; die seismische Wirkung der Polhöenschwankungen scheint verschwindend klein zu sein, was mittels einer anderen Berechnungsmethode des Verfassers bestätigt wird.

Diese Notiz ist durch mehrere Abhandlungen von Spitaler<sup>1), 2), 3)</sup> und <sup>4)</sup> veranlaßt. In diesen sucht der Verfasser den erwähnten Zusammenhang theoretisch zu begründen, indem er rechnerisch die Änderungen verfolgt, welche die Zentrifugalkräfte bei einer Verschiebung der Polarachse im Erdkörper erleiden.

Es ist die auf einen Punkt wirkende Zentrifugalkraft

$$f = m \cdot \frac{4\pi^2}{T^2} a \cos \varphi$$

( $a$  der Abstand vom Erdzentrum,  $\varphi$  die Breite des Punktes). Bei einer Breitenänderung  $\Delta \varphi$  ist nach Spitaler die Kräfteänderung

$$\Delta f = -m \cdot \frac{4\pi^2}{T^2} a \sin \varphi \Delta \varphi \dots \dots \dots (1)$$

Diesen Ausdruck wählte Spitaler zu seinem Ausgangspunkt; die Kraft  $\Delta f$  ist sehr klein; die von ihr dem Punkte erteilte Beschleunigung könnte (bei  $\Delta \varphi = 0.3''$ ) im Maximum den Wert  $0.5 \cdot 10^{-5} \text{ cm/sec}^2$  erreichen. Die weiteren Rechnungen Spitalers führen ihn aber zu einem Endresultat, nach welchem sich für die in der Erdoberfläche liegenden Punkte (für denselben Wert von

$\Delta \varphi$ ) ein Wert von etwa  $1.5 \cdot 10^4$  ergibt, also rund 16 mal so groß wie die Schwerebeschleunigung.

W. Schweydar<sup>5)</sup> machte darauf aufmerksam, daß der Ausdruck (1) nicht die volle Änderung der Kraft darstellt, welche ja bei der Achsenverschiebung auch ihre Richtung ändert. Indem Schweydar diesen Umstand berücksichtigt, kommt er zu einem anderen Werte des Drehmoments, woraus sich die Beschleunigung der im Meridian der Polverschiebung liegenden Punkte der Erdoberfläche folgendermaßen gestaltet:

$$\gamma = - \frac{A - C}{C} \cdot \frac{4\pi^2}{T^2} a \Delta \varphi \dots \dots \dots (2)$$

Hier sind  $A$  und  $C$  die Hauptträgheitsmomente; (2) zeigt im Vergleich zu (1) noch eine weitere Verminderung um rund das 300 fache.

In seiner nächsten Abhandlung<sup>2)</sup> berücksichtigt Spitaler die Schweydarsche Berichtigung, gelangt aber statt zu (2), zu folgender Formel:

$$\gamma = \frac{2a^2\pi^4}{T^2} \frac{a-b}{a} \cdot \Delta \varphi \dots \dots \dots (3)$$

Abgesehen von den Unterschieden:  $\frac{a-b}{a}$  statt  $\frac{A-C}{C}$ , bzw.  $2\pi^4$  statt  $4\pi^2$ .

ist hier das Auftreten von  $a^2$  statt  $a$  auffallend. Gerade dieser Umstand ist für alle Resultate Spitalers von maßgebender Bedeutung. Die Formel (3) schreibt der Beschleunigung eine Dimension  $\text{cm}^2/\text{sec}^2$  zu, was nicht zulässig ist. Da aber  $a$ , in Zentimeter gemessen, gerade von der Größenordnung  $10^9$  ist, erklärt

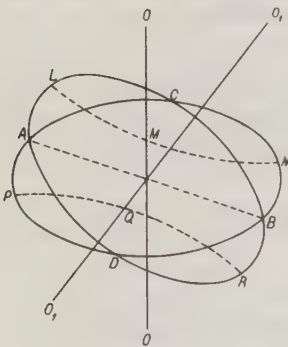


Fig. 1.

sich ohne weiteres die frappante Differenz zwischen den richtigen und den Spitalerschen Resultaten.

Auch in seinen neueren Abhandlungen<sup>3)</sup> und <sup>4)</sup> stützt sich Spitaler auf seine alte Formel. Darum müssen alle seine numerischen Resultate um einen Faktor von der Größenordnung  $10^9$  vermindert werden. Seine Schlüsse, betreffend den gesuchten bzw. gefundenen Zusammenhang zwischen Erdbeben und Polhöhenschwankungen, sind daher wohl nicht zulässig.

Um die Frage noch etwas weiter und von einem anderen Standpunkt aus zu klären, sei es mir gestattet, an dieser Stelle in Kürze den Inhalt eines

Vortrags<sup>6)</sup> wiederzugeben, welchen ich etwa vor  $1\frac{1}{2}$  Jahren dem Biologisch-geographischen Institut der Universität Irkutsk (Sibirien) vorlegte, ohne jede Kenntnis der diesbezüglichen Literatur. — Dreht sich die Polarachse aus der Lage  $OO$  in diejenige  $O'O'$  (siehe Fig. 1), so strebt die als Ellipsoid gedachte Erde sich den neuen Gleichgewichtsbedingungen anzupassen; ist sie von genügender Plastizität, so ist die neu entstandene Erdoberfläche ein Ellipsoid von den früheren Abmessungen, nur daß seine Polarachse in eine neue Lage ver-

schoben ist. Ein Teil der Erdoberfläche (nämlich der zwischen  $AC$  bzw.  $DB$  liegende) muß dabei Dehnungen, der übrige Kontraktionen erleiden.

Da für diese Deformationen gewisse Zeiträume notwendig sind, entstehen dabei, infolge der Trägheit und inneren Reibung, disjunktive bzw. plikative Prozesse in der deformierten Erdkruste; dieselben sind längs der Linien  $LMN$  und  $PQR$  gesetzmäßig verteilt. Kräfte anderer Herkunft werden längs dem großen Kreise  $AB$  wachgerufen, wo die größten Änderungen der Krümmung vorkommen; hier sind die größten radialen Dislokationen zu erwarten. Diese rein geometrischen Folgerungen könnten nun mit den Ergebnissen der Geologie verglichen werden, bzw. könnten aus den letzten etwaige Schlüsse über die in der Vorzeit stattgefundenen Polwanderungen gezogen werden.

Wie groß sind aber die erwähnten Deformationen? Wir ziehen in einem Punkte der (früheren) Oberfläche eine Normale und suchen ihren Schnittpunkt mit der neuentstandenen Oberfläche; dann gibt der Abstand dieser zwei Punkte die vertikale Verrückung am betreffenden Orte. Halten wir von vornherein die Kleinheit der Abplattung  $\frac{a-b}{a}$  im Auge, so entsteht für diese Verrückung der Ausdruck:

$$\Delta z = - \frac{R \sin 2\psi}{2} \frac{a-b}{a} \{ \sin 2\varphi \cos \lambda + (\cos^2 \varphi \cos^2 \lambda - \sin^2 \varphi) \operatorname{tg} \psi \}.$$

Daraus berechnet sich beispielsweise für eine Polwanderung von  $\psi = 15^\circ$  und einen Punkt, der im Meridian der Polverschiebung ( $\lambda = 0$ ) und auf der (geozentrischen) Breite  $\varphi = 37.5^\circ$  liegt, eine Verrückung  $\Delta z = 6.1$  km, welche der Höhe der mächtigsten Gebirge nahekommmt.

Für so winzige Polschwankungen, wie sie von uns tatsächlich beobachtet werden, läßt sich der gegebene Ausdruck weiter vereinfachen, und gestaltet sich folgendermaßen:

$$\Delta z = - R \Delta \psi \frac{a-b}{a} \sin 2\varphi \cos \lambda.$$

Nehmen wir für  $\Delta \psi$  den Wert  $0.3''$ , so berechnet sich daraus eine Maximalgröße von 3 cm (!). — Von derselben Größenordnung sind auch die horizontalen Verschiebungen der Erdkruste. Es ist wohl einleuchtend, daß Deformationen dieser Größe keine katastrophalen Wirkungen zu veranlassen bzw. auszulösen imstande sind.

Noch eine kleine Überschlagsrechnung. Suchen wir die erwähnten vertikalen Verschiebungen durch passend verteilte Atmosphärendruckdifferenzen zu kompensieren; es fragt sich nun, wie groß die letzteren zu wählen sind. — Das hängt naturgemäß von der Kompressibilität des Erdmaterials ab; schreiben wir derselben den Wert des Stahls zu ( $E = 20\,000$  kg/mm<sup>2</sup>), so müssen  $\Delta p$  höchstens 4 mm Quecksilber betragen.

Mir scheint damit die Frage von einer seismischen Wirkung der Polschwankungen im negativen Sinne erledigt zu sein.



### Literatur.

- 1) R. Spitaler: Die Achsenschwankungen der Erde als Ursache der Auslösung von Erdbeben. Wien. Ber. **122**, 479—501 (1913).  
2) Derselbe: Zur Notiz von W. Schweydar über meine Abhandlung: „Die Achsenschwankungen der Erde als Ursache der Auslösung von Erdbeben“. Gerlands Beitr. **13**, 137—138 (1914).  
3) Derselbe: Die Erdbeben und tektonischen Umgestaltungen der Erdoberfläche durch die Polhöenschwankungen. Zeitschr. f. Geophys. **2**, 113—125 (1926).  
4) Derselbe: Polschwankungen und Geotektonik. Ebenda, S. 191—204.  
5) W. Schweydar: Notiz zu der Abhandlung von R. Spitaler: „Die Achsenschwankungen der Erde als Ursache der Auslösung von Erdbeben“. Gerlands Beitr. **13**, 53—55 (1913).  
6) T. Kravetz: Über die geologischen Folgen einer Verschiebung der Polarachse. Ber. d. Ostsib. Abteil. d. Russ. Geogr. Ges. **49**, 87—89 (1926), (russisch).

Leningrad, Phys.-Math. Institut d. Akademie d. Wissensch., Dez. 1926.

---

## Beitrag zur Theorie des Geschoßknalles.

Von Johannes Picht, Potsdam. — (Mit sieben Abbildungen.)

Nach einigen allgemeinen Bemerkungen über den Geschoßknall wird der mathematische Ausdruck für die durch ihn hervorgerufene Schwingung der Luft in einem entfernten Punkte in Integralform aufgestellt, graphisch integriert und diskutiert. Aus der Schwingungskurve wird die Druckkurve abgeleitet. Sodann wird der aufgestellte Integralausdruck unter gewissen während der Dauer der ersten Schwingung erlaubten Vernachlässigungen in Reihenform dargestellt. Zum Schluß folgt ein Hinweis auf die Bedeutung des behandelten Problems für andere Gebiete (Seismik).

Die beim Schießen auftretenden akustischen Erscheinungen lassen sich bekanntlich in drei Gruppen teilen, nämlich den Geschütz- oder Mündungsknall, den Geschoßknall und den Detonationsknall. Der Geschoßknall tritt nur auf, wenn sich das Geschoß mit Überschallgeschwindigkeit bewegt, und kann auch dann nur von solchen Beobachtern wahrgenommen werden, die sich in dem vor dem Geschütz gelegenen Halbraum\*) befinden. Hinter dem Geschütz wird ein Geschoßknall nicht gehört. Hier fällt er gewissermaßen mit dem Mündungsknall zusammen. Das Zustandekommen des Geschoßknalles, mit dem wir uns im folgenden allein beschäftigen wollen, läßt sich — wie zuerst Mach und Salcher<sup>1)</sup> und später besonders Cranz<sup>2)</sup> experimentell [Schlierenmethode\*\*)] nachgewiesen haben —, folgendermaßen erklären. Von jedem Punkte der Bahn des Geschosses geht eine Luftschwingung aus, die sich — abgesehen von der nächsten Umgebung des Geschosses<sup>3)</sup> — mit Schallgeschwindigkeit ausbreitet. Da das Geschoß selbst sich mit Überschallgeschwindigkeit bewegt, so überlagern

---

\*) Tatsächlich ist der Öffnungswinkel des Wahrnehmungsraumes kleiner als 180° (siehe unten und Fig. 1).

\*\*) Abbildungen siehe z. B. Handb. d. Physik **7**, 337—339. Berlin 1927.

sich die in den verschiedenen Bahnpunkten erzeugten Luftschwingungen, wie dies Fig. 1 andeutet. Die Einhüllende der verschiedenen Wellen bildet die sogenannte Kopfwelle\*). In dem Augenblick, in dem diese durch den Ort des Beobachters hindurchgeht, hat dieser die Wahrnehmung eines Knalles. Die Richtung, aus der der Knall herzukommen scheint, ist bestimmt durch die Normale der Kopfwelle im Aufpunkt, d. h. im Orte des Beobachters.

Bei der theoretischen Behandlung wollen wir gegenüber den tatsächlichen Verhältnissen verschiedene Vereinfachungen einführen. Bekanntlich ist die Bahn des Geschosses eine flach gekrümmte Parabel, die mit allmählich abnehmender Geschwindigkeit durchlaufen wird. Wir wollen sie im folgenden als geradlinig und die Geschwindigkeit als konstant voraussetzen, eine Annahme, die die Resultate nicht wesentlich beeinflussen wird, da — wie wir unten noch näher sehen werden — nur die längs eines kleinen Stückes der Bahn erregten Luftschwingungen zur Entstehung des Knalles beitragen.

Der Weg der Schallstrahlen als auch die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles wird stark von dem Temperaturgradienten und anderen Konstanten der Luft abhängen. Auch hiervon wollen wir absehen und annehmen, daß sich der Schall geradlinig und gleichförmig ausbreitet.

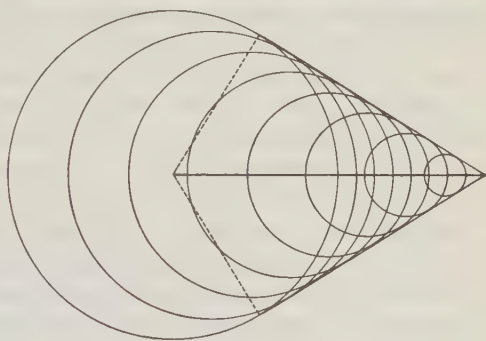


Fig. 1.

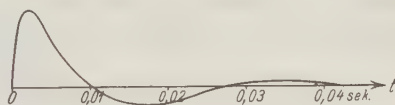


Fig. 2.

Endlich müssen wir noch eine Annahme über die Form der in den einzelnen Bahnpunkten des Geschosses erregten Luftschwingungen machen. Nehmen wir die Geschwindigkeit zu 600 m/sec und die Geschosslänge zu etwa 1 m an, so ist die Zeit, die notwendig ist, damit das ganze Geschöß einen Punkt passiert,  $\frac{1}{600}$  sec. In dieser Zeit wird die Luft durch das Geschöß aus der Ruhelage herausgedrückt, das an der betreffenden Stelle sich befindende Luftteilchen würde also in dieser Zeit  $\frac{1}{4}$  Schwingung ausführen, wenn es sofort nach dem Vorbeigang des Geschosses mit gleicher Geschwindigkeit in die Ruhelage zurückkehren würde. Unter dieser Annahme hätten wir für die Schwin-

\*) Außer dieser Kopfwelle existiert noch eine in ähnlicher Art zu erklärende Schwanzwelle, die sich bei den experimentellen Messungen natürlich teilweise den Nachschwingungen der Kopfwelle überlagert. Erwähnt sei noch, daß die Kopfwelle in Wirklichkeit nach vorn nicht spitz ausläuft, sondern etwas abgerundet und dem Geschöß etwas vorausseilt, da die in der Nachbarschaft des Geschosses befindliche Luft von diesem mitgerissen wird.

gungsdauer demnach den Wert  $\frac{1}{150}$  sec anzusetzen und könnten die Schwingung als stark gedämpfte Sinusschwingung auffassen. Tatsächlich aber wird die rücktreibende Kraft wesentlich geringer sein als diejenige, die das Luftteilchen aus seiner Ruhelage herastreibt, so daß die Rückkehr in die Ruhelage sehr viel langsamer erfolgt. Als Schwingungsform des erregten Luftteilchens erhalten wir dann etwa die in Fig. 2 wiedergegebene, so daß wir für die Schwingungsdauer einen wesentlich größeren Wert als oben angegeben zu wählen haben. Berücksichtigen wir noch, daß sich die größeren Elongationen der stark gedämpften Welle nach Riemann<sup>3)</sup> schneller ausbreiten als die kleinen, daß sich also die Schwingung bei ihrer Fortpflanzung auseinander ziehen wird, so können wir für die von den einzelnen Punkten der Geschößbahn ausgehenden Schwingungen bei ihrer Ankunft im Aufpunkt als Schwingungsdauer etwa den Wert  $\frac{1}{30}$  sec und als Schwingungsform diejenige einer stark gedämpften Sinusschwingung annehmen, da ihre Form im einzelnen nicht näher bekannt ist. Unter Benutzung des Fourierschen Theorems ließe sich der Übergang zur wirklichen Schwingungsform vollziehen.

Für die mathematische Behandlung wählen wir die geradlinige Bahn des Geschosses zur  $x$ -Achse; der Aufpunkt habe die Koordinaten  $x_0, q_0$ . Hierbei machen wir davon Gebrauch, daß die Schallausbreitungsverhältnisse als zur Geschößbahn symmetrisch vorausgesetzt wurden. Bezeichnen wir mit  $v$  die Geschößgeschwindigkeit, mit  $c$  die Schallgeschwindigkeit und mit  $t^*$  die Zeit, zu der die vom Geschöß im Punkte  $x$  seiner Bahn erregte Luftschwingung im Punkte  $x_0, q_0$  ankommt, gerechnet von dem Zeitpunkt, in dem das Geschöß die Geschützöffnung verläßt, so gilt die Gleichung

$$t^* = \frac{x}{v} + \frac{\sqrt{(x_0 - x)^2 + q_0^2}}{c} \dots \dots \dots (1)$$

woraus durch Differentiation nach  $x$  folgt

$$\frac{dt^*}{dx} = \frac{1}{v} + \frac{1}{c} \frac{x_0 - x}{\sqrt{(x_0 - x)^2 + q_0^2}} \dots \dots \dots (2)$$

Hieraus ergibt sich, daß der erste Einsatz des Knalles herrührt vom Punkte

$$\left. \begin{aligned} \hat{x} &= x_0 - \frac{q_0}{\sqrt{U^2 - 1}} \\ \text{der Geschößbahn und zur Zeit} \\ \hat{t} &= \frac{x_0 + q_0 \sqrt{U^2 - 1}}{v} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (3)$$

stattfindet\*), wobei  $U = \frac{v}{c}$ . Aus (3) und Anmerkung ergibt sich noch der

\*) Gültig nur für diejenigen Aufpunkte  $x_0, q_0$ , für die  $x_0 \geq \frac{q_0}{\sqrt{U^2 - 1}}$ . Ist  $x_0 \leq \frac{q_0}{\sqrt{U^2 - 1}}$ , so gilt:  $\hat{x} = 0$ ;  $\hat{t} = \frac{\sqrt{x_0^2 + q_0^2}}{c}$ .

geometrische Ort derjenigen Aufpunkte  $x_0, \varrho_0$ , in denen der Knall gleichzeitig eintrifft. Es ist dies eine Fläche, die sich bekanntlich aus einem Kreiskegel vom halben Öffnungswinkel  $\beta = \arcsin \frac{c}{v}$  und der ihn berührenden Kugel, deren Mittelpunkt die Geschützöffnung  $x = 0$  ist, zusammensetzt (Fig. 3). Dies gilt natürlich nur bei konstant angenommener Geschwindigkeit. Berücksichtigen wir die Abnahme der Geschwindigkeit, so gelten — wie leicht zu sehen — statt der Kegelmäntel Flächen, die etwa die in der Fig. 3 gestrichelt angedeutete Form haben.

Gleichzeitig ersieht man aus (3) und Anmerkung auch, daß Geschöß- und Geschützknall getrennt nur innerhalb eines Kegelraumes wahrgenommen

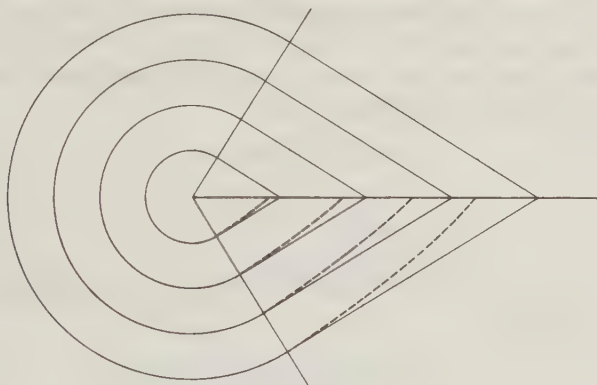


Fig. 3.

werden können, dessen Spitze in der Geschützöffnung liegt und dessen halber Öffnungswinkel den Wert  $\theta = \arccos \frac{c}{v_{\max}}$  hat. Außerhalb dieses Winkels fallen beide Knalle zusammen.

Vor der Zeit  $\hat{t} = \hat{t}(x_0, \varrho_0)$  ist — wie wir sahen — im Aufpunkt  $x_0, \varrho_0$  nichts vom Geschößknall zu hören. In jedem späteren Zeitpunkt  $t > \hat{t}$  kommen dagegen Luftschwingungen von Punkten  $x < \hat{x}$  als auch von Punkten  $x > \hat{x}$  der Geschößbahn im Aufpunkt an. Diese  $x$ -Werte unterliegen indessen noch einer von der Zeit  $t$  abhängenden einschränkenden Bedingung. Wir haben zu beachten, daß die Wellenfront der im Punkte  $x$  der Geschößbahn erregten Schwingung im Aufpunkt erst zu einer Zeit  $t^*$  eintrifft, die durch (1) gegeben ist, daß also zur Zeit  $t$  von denjenigen Bahnpunkten  $x$ , deren Wellenfront erst zu einer Zeit  $t^* > t$  im Aufpunkt eintrifft, noch kein Bewegungszustand im Aufpunkt hervorgerufen werden kann, sondern allein von denjenigen Bahnpunkten, für die

$$\frac{x}{v} + \frac{\sqrt{(x_0 - x)^2 + \varrho_0^2}}{c} \leq t \quad \dots \dots \dots (4)$$



d. h.  $t^* \leq t$  ist. Nach  $x$  aufgelöst, ergibt dies die beiden Extremwerte

$$\left. \begin{aligned} (x_{\min})_t = x_1 &= x_0 - \frac{1}{U^2 - 1} \{vt - x_0 + U \sqrt{(vt - x_0)^2 - \varrho_0^2 (U^2 - 1)}\} \leq \hat{x} \\ (x_{\max})_t = x_2 &= x_0 - \frac{1}{U^2 - 1} \{vt - x_0 - U \sqrt{(vt - x_0)^2 - \varrho_0^2 (U^2 - 1)}\} \geq \hat{x} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

die die Bahnpunkte eingrenzen, von denen zur Zeit  $t$  Luftstörungen im Aufpunkt vorhanden sind.

Es gilt noch:

$$(x_{\min})_{\hat{t}} = (x_{\max})_{\hat{t}} = \hat{x}.$$

Da wir voraussetzten, daß sich von jedem Punkte der Geschosßbahn in dem Augenblick, in dem das Geschosß ihn passiert, eine stark gedämpfte sinusförmige Luftschwingung als Kugelwelle ausbreitet, so können wir die Bewegung des Aufpunktluftteilchens, die von der im Punkte  $x$  der Geschosßbahn erzeugten Luftschwingung herrührt, ausdrücken durch

$$\left. \begin{aligned} q_{0x} &= q_0 \cos \gamma, \\ q_{0\varrho} &= q_0 \sin \gamma, \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (6)$$

worin

$$q_0 = \frac{C}{\sqrt{(x_0 - x)^2 + \varrho_0^2}} e^{-\alpha \left( t - \frac{x}{v} - \frac{\sqrt{(x_0 - x)^2 + \varrho_0^2}}{c} \right)} \sin \left[ \nu \left( t - \frac{x}{v} - \frac{\sqrt{(x_0 - x)^2 + \varrho_0^2}}{c} \right) \right] \quad (7)$$

$$\left. \begin{aligned} \cos \gamma &= \frac{x_0 - x}{\sqrt{(x_0 - x)^2 + \varrho_0^2}}, \\ \sin \gamma &= \frac{\varrho_0}{\sqrt{(x_0 - x)^2 + \varrho_0^2}}. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (8)$$

Hierin bezeichnet  $\nu = \frac{2\pi}{\tau}$  die Frequenz,  $\alpha > 0$  den zeitlichen Dämpfungskoeffizienten und  $\gamma$  den Winkel, den die Verbindungslinie zwischen Bahnpunkt  $x$  und Aufpunkt mit der Geschosßbahn bildet. Es ist noch zu beachten, daß nach (4)

$$t - \frac{x}{v} - \frac{\sqrt{(x_0 - x)^2 + \varrho_0^2}}{c} \geq 0$$

sein muß. Den Faktor  $C$  von  $q_0$  wollen wir im folgenden stets gleich 1 setzen.

Bei dem Ansatz für  $q_0$  wurde die Amplitude umgekehrt proportional der Entfernung vom Quellpunkt angenommen, wie es für Kugelwellen üblich ist. Eine von der Entfernung vom Quellpunkt abhängige Dämpfung wurde nicht berücksichtigt. Sollte dies geschehen, so hätten wir noch einen Faktor  $e^{-k \sqrt{(x_0 - x)^2 + \varrho_0^2}}$  hinzuzusetzen, worin  $k$  den örtlichen Dämpfungskoeffizienten bezeichnet.

Um die resultierende Bewegung im Aufpunkt zu erhalten, haben wir in (6) nach  $dx$  von  $x_{\min}$  bis  $x_{\max}$  zu integrieren. Wir erhalten dann, wenn wir noch  $x_0 - x = \bar{x}$  und  $t = \hat{t} + \bar{t}$  setzen, für die beiden Komponenten:

$$q_{0x,\varrho} = \int_{\bar{x}_1(\bar{t})}^{\bar{x}_2(\bar{t})} e^{-\alpha \{\bar{t} + \psi(\bar{x})\}} \sin [\nu \{\bar{t} + \psi(\bar{x})\}] \varphi_{x,\varrho}(\bar{x}) d\bar{x} \quad \dots \quad (9)$$

$$\psi(\bar{x}) = \hat{t} - \frac{x_0}{v} + \frac{\bar{x}}{v} - \frac{\sqrt{\bar{x}^2 + \varrho_0^2}}{c} = \frac{\varrho_0}{v} \sqrt{U^2 - 1} + \frac{\bar{x}}{v} - \frac{\sqrt{\bar{x}^2 + \varrho_0^2}}{c} \quad (10)$$

$$\varphi_x(\bar{x}) = \frac{\bar{x}}{\bar{x}^2 + \varrho_0^2}; \quad \varphi_\varrho(\bar{x}) = \frac{\varrho_0}{\bar{x}^2 + \varrho_0^2} \quad \dots \quad (11)$$

$$\bar{x}_{1,2}(\bar{t}) = \hat{x} + \frac{1}{U^2 - 1} \left\{ v \bar{t} \pm U \sqrt{v \bar{t} [v \bar{t} + 2 \hat{x} (U^2 - 1)]} \right\} \quad \dots \quad (12)$$

Setzen wir  $\eta^2 = \frac{\bar{x} + \sqrt{\bar{x}^2 + \varrho_0^2}}{\varrho_0}$ , so wird

$$\bar{x} = \frac{\varrho_0(\eta^4 - 1)}{2\eta^2}; \quad \bar{x}^2 + \varrho_0^2 = \left( \frac{\varrho_0(\eta^4 + 1)}{2\eta^2} \right)^2; \quad d\bar{x} = \frac{\varrho_0(\eta^4 + 1)}{\eta^3} d\eta$$

und wir erhalten als andere Darstellung für  $q_{0x,\varrho}$ :

$$q_{0x,\varrho} = K_{x,\varrho} \int_{\eta_1(\bar{t})}^{\eta_2(\bar{t})} e^{-\alpha \{\bar{t} - \psi(\eta)\}} \sin [\nu \{\bar{t} - \psi(\eta)\}] f_{x,\varrho}(\eta) d\eta \quad \dots \quad (13)$$

worin

$$\psi(\eta) = \frac{\varrho_0}{2v} \left( \eta \sqrt{U - 1} - \frac{1}{\eta} \sqrt{U + 1} \right)^2 \quad \dots \quad (14)$$

$$\left. \begin{aligned} K_x &= 2 \frac{\hat{\eta}^4 - 1}{\hat{\eta}^4 + 1} \cdot \frac{1}{\hat{\eta}} = 2 \cos \hat{\gamma} \sqrt{\frac{1 - \cos \hat{\gamma}}{1 + \cos \hat{\gamma}}}, \\ K_\varrho &= 4 \frac{\hat{\eta}}{\hat{\eta}^4 + 1} = 2 \sin \hat{\gamma} \sqrt{\frac{1 - \cos \hat{\gamma}}{1 + \cos \hat{\gamma}}}, \end{aligned} \right\} \quad \dots \quad (15)$$

$$f_x(\eta) = \frac{2}{K_x} \cdot \frac{\eta^4 - 1}{\eta^4 + 1} \cdot \frac{1}{\eta}; \quad f_\varrho(\eta) = \frac{4}{K_\varrho} \cdot \frac{\eta}{\eta^4 + 1} \quad \dots \quad (16)$$

$$\eta_{1,2}(t) = \sqrt{\frac{\bar{x}_{1,2} + \sqrt{\bar{x}_{1,2}^2 + \varrho_0^2}}{\varrho_0}} \quad \dots \quad (17)$$

Wir erwähnen noch, daß  $\eta^4 = \frac{1 + \cos \gamma}{1 - \cos \gamma}$ .

Die Auswertung von  $q_{0x,\varrho}$  geschah graphisch. Hierbei wurden für die auftretenden Konstanten willkürlich folgende Werte gewählt:

$$\begin{aligned} v &= 643.6 \text{ m/sec}; & c &= 340 \text{ m/sec}; \\ x_0 &= 5.5 \text{ km}; & \varrho_0 &= 2.7 \text{ km}; \\ \alpha &= 75 \text{ sec}; & \tau &= 1/30 \text{ sec}. \end{aligned}$$

Für die Bewegung des im Aufpunkt vorhandenen Luftteilchens ergab sich so — abgesehen von den konstanten Faktoren  $K_x$  bzw.  $K_\varrho$  — Fig. 4, in der die Abszisse die Zeit  $\bar{t} = t - \hat{t}$ , gerechnet also vom ersten Eintreffen des Knalles ab, die Ordinate die Abweichung des Teilchens aus seiner Ruhelage zur Zeit  $\bar{t}$  in einer beliebigen Maßeinheit angibt. Eigentlich hätte für  $q_{0x}$  und  $q_{0\varrho}$  je eine besondere Kurve gezeichnet werden müssen, die sich nicht allein — entsprechend den Faktoren  $K_x$  und  $K_\varrho$  — bei gleicher Maßeinheit der Ordinate um einen konstanten Faktor in Richtung der Ordinate unterscheiden würden, sondern — entsprechend den unter den Integralen auftretenden Faktoren  $f_x(\eta)$  und  $f_\varrho(\eta)$  — um einen etwas variablen Faktor. Da sich die beiden Faktoren  $f_x(\eta)$  und  $f_\varrho(\eta)$  indessen nur wenig von 1 unterscheiden und sich ihre Wirkung

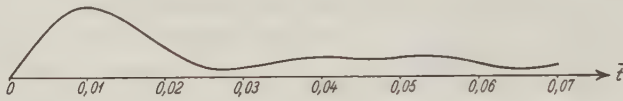


Fig. 4.

außerdem noch, wie die graphische Integration zeigt, infolge der annähernden Symmetrie des Integralfaktors  $e^{-\alpha\{\bar{t}-\psi(\eta)\}} \sin[\nu\{\bar{t}-\psi(\eta)\}]$  in bezug auf den Abszissenwert  $\hat{\eta}$  sowie infolge der annähernden Doppelsymmetrie der Faktoren  $f_x(\eta)$  und  $f_\varrho(\eta)$  in bezug auf den gleichen Abszissenwert  $\hat{\eta}$  und den Ordinatenwert 1 weitgehend aufhebt, so wurde von der Berücksichtigung der Faktoren  $f_x(\eta)$  und



Fig. 5.

$f_\varrho(\eta)$  bei der graphischen Integration vollständig abgesehen. Wird Fig. 4 demnach als  $q_{0x}$  aufgefaßt, so ergibt sich  $q_{0\varrho}$  aus ihr durch Multiplikation

mit  $\operatorname{tg} \hat{\gamma}$ , in unserem Falle also durch Multiplikation mit 1.606. In Fig. 5 haben wir  $e^{-\alpha\{\bar{t}-\psi(\hat{\eta})\}} \sin[\nu\{\bar{t}-\psi(\hat{\eta})\}] = e^{-\alpha\bar{t}} \sin \nu\bar{t}$ , also — abgesehen von den Faktoren  $K_x$  bzw.  $K_\varrho$  — den Verlauf der Bewegung des Aufpunktluftteilchens aufgezeichnet, wie sie allein durch die im Punkte  $\hat{x}$  der Geschosßbahn erregte Luftschwingung veranlaßt würde, d. h. wie sie stattfinden würde, wenn alle übrigen Punkte der Geschosßbahn gegen den Aufpunkt schalldicht abgeschirmt wären. Ein Vergleich der Fig. 4 und 5 ist indessen nur im Hinblick auf die Periodenlänge, auf die zeitliche Lage der Maxima und Minima sowie auf deren Vorzeichen möglich, nicht aber im Hinblick auf den Betrag der jeweiligen Elongation, wie wir unten noch näher sehen werden. Soweit ein Vergleich gestattet ist, erkennt man, daß die Schwingungsdauer der resultierenden Bewegung nahezu derjenigen der Einzelbewegung entspricht, eventuell etwas größer ist als bei dieser. Die zeitliche Lage der Maxima und Minima ist indessen bei der resultierenden Bewegung auffällig nach späteren Zeitpunkten hin verschoben. Endlich zeigt sich noch, daß bei der resultierenden Bewegung das Aufpunktteilchen nicht — wie bei der Einzelbewegung — um

seine Ruhelage Schwingungen ausführt, sondern sich dieser asymptotisch zu nähern scheint, dabei indessen um diese gegen die Ruhelage gewissermaßen verschobene Lage noch unregelmäßige Schwingungen ausführend. Im Hinblick auf diese unregelmäßigen Schwingungen darf indessen nicht unerwähnt bleiben, daß die graphische Integration für die höheren Werte von  $\bar{t}$  schwierig auszuführen war und daher nicht volle Genauigkeit beanspruchen kann. Immerhin wird der allgemeine Charakter noch genügend genau mit dem aufgezeichneten übereinstimmen.

Um einen Vergleich der Elongation der resultierenden Bewegung mit der entsprechenden der Einzelbewegung vornehmen zu können, hätten wir Fig. 5 in Richtung der Ordinate mit  $d\bar{x}$  zu multiplizieren, was sich wegen  $d\bar{x} \rightarrow 0$

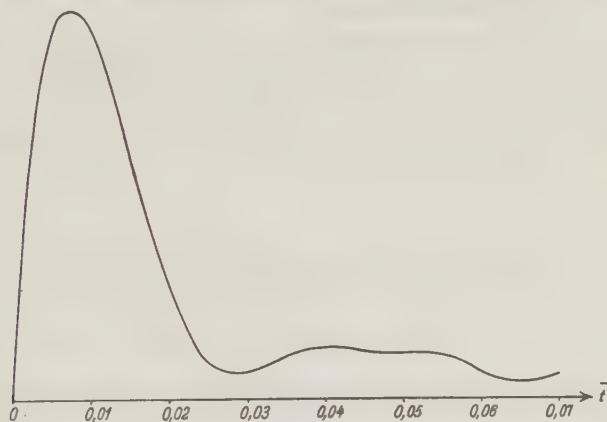


Fig. 6.

nicht durchführen läßt. Fig. 5 stellt demnach tatsächlich den zeitlichen Verlauf des örtlichen Mittelwertes derjenigen Bewegung des Aufpunktluftteilchens dar, die von der längs der Strecke  $\left(\hat{x} - \frac{d\bar{x}}{2} \text{ bis } \hat{x} + \frac{d\bar{x}}{2}\right)$  der Geschosßbahn erzeugten Luftschwingung herrührt. Ein Vergleich der Größe der jeweiligen Elongation ließe sich also nur anstellen, wenn wir auch für die resultierende Bewegung den zeitlichen Verlauf des örtlichen Mittelwertes aufzeichnen würden, d. h.

$$\frac{1}{\eta_2(\bar{t}) - \eta_1(\bar{t})} \int_{\eta_1(\bar{t})}^{\eta_2(\bar{t})} d\eta.$$
 Physikalisch können wir dies so deuten: Wir denken uns die in den einzelnen Punkten der Geschosßbahn erregten Luftschwingungen nicht zeitlich nacheinander, sondern gleichzeitig entstanden, nehmen also an, daß alle Bahnpunkte in gleicher Phase und außerdem mit gleicher Amplitude schwingen, nehmen aber weiter an, daß zum Zustandekommen der resultierenden Bewegung erst nach und nach die verschiedenen Bahnpunkte ihr Scherfflein beisteuern dürfen. Fig. 6 stellt den so definierten zeitlichen Verlauf des örtlichen Mittelwertes der resultierenden Bewegung des Aufpunktluftteilchens dar.



Fig. 5 und 6 dürfen nunmehr unmittelbar verglichen werden. Man erkennt, daß das Maximum der Elongation bei der resultierenden Bewegung etwa den 10fachen Betrag von demjenigen bei der Einzelbewegung hat.

Da die für die experimentelle Erforschung des Knalles benutzten Schallmeßinstrumente im allgemeinen nicht die Schwingungsbewegung des Aufpunktluftteilchens, sondern die Druckänderung im Aufpunkt anzeigen, und diese mit der Geschwindigkeit der Schwingungsbewegung proportional ist, so wurde in Fig. 7 noch unter Benutzung von Fig. 4 diese Geschwindigkeit aufgezeichnet. Fig. 7 gibt also die zeitliche Änderung des im Aufpunkt herrschenden Luftdruckes. Diese theoretische Druckkurve ist in guter Übereinstimmung mit den experimentell ermittelten Druckkurven.

Unter gewissen Vernachlässigungen lassen sich die in (9) auftretenden Integrale in einfacher Form schreiben. Bei Benutzung der bei der graphischen Integration angegebenen Werte für  $v$ ,  $c$ ,  $x_0$ ,  $q_0$ ,  $\alpha$  und  $\tau$  ergibt sich für  $\hat{x}$  der Wert 1.68 km. Die Grenzen, in denen  $\bar{x}$  veränderlich ist, wachsen mit  $\bar{t}$ . Für

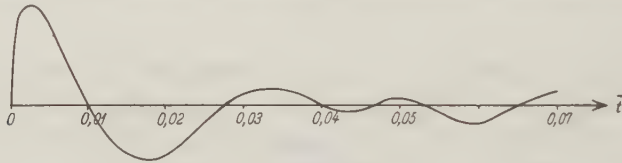


Fig. 7.

$\bar{t} = 0.04$  sec ergeben sie sich aus (12) zu  $\hat{x} + 0.35$  km und  $\hat{x} - 0.34$  km. Setzen wir demnach  $\bar{x} = \hat{x} + \xi$  und beschränken wir uns von Anfang an auf das angegebene Zeitintervall sowie auf ein Näherungsergebnis — wie dies ja auch die graphische Integration nur liefert —, so können wir  $\xi$  als klein gegen  $\hat{x}$  auffassen und bei der Entwicklung  $\xi^3$  und höhere Potenzen von  $\xi$  gegen  $\hat{x}$  vernachlässigen. Wir können dann

$$\sqrt{\bar{x}^2 + q_0^2} = \sqrt{\hat{x}^2 + q_0^2} + \frac{\hat{x}}{\sqrt{\hat{x}^2 + q_0^2}} \xi + \frac{1}{2} \frac{q_0^2}{\sqrt{\hat{x}^2 + q_0^2}^3} \xi^2 \dots \quad (18)$$

setzen und erhalten für den in (9) auftretenden Ausdruck (10):

$$\psi(\bar{x}) = -\frac{1}{2} \frac{\sin^2 \hat{\gamma}}{c q_0} \xi^2 = -A \xi^2 \dots \dots \dots (19)$$

Das erste der bei der Entwicklung vernachlässigten Glieder lautet\*)

$$-\frac{1}{2} \frac{\hat{x}}{\sqrt{\hat{x}^2 + q_0^2}^3} q_0^2 \xi^3.$$

\*) Die Vernachlässigung dieses sowie der nachfolgenden Glieder ist unter den angegebenen Voraussetzungen auch im Argument der unter dem Integral auftretenden trigonometrischen Funktion  $\sin[\nu\{t + \psi(\bar{x})\}]$  — die in dieser Hinsicht bekanntlich stets besondere Betrachtungen erfordert — gerade noch gestattet.

Für (9) erhalten wir nunmehr

$$q_{0x,\varrho} = K_{x,\varrho} \int_{\xi_1(\bar{t})}^{\xi_2(\bar{t})} e^{-\alpha(\bar{t}-A\xi^2)} \sin[\nu(\bar{t}-A\xi^2)] g_{x,\varrho}(\xi) d\xi \quad \dots \quad (20)$$

worin

$$\left. \begin{aligned} K_x &= \frac{\hat{x}}{\hat{x}^2 + \varrho_0^2} = \cos \hat{\gamma} \cdot \frac{1}{\sqrt{\hat{x}^2 + \varrho_0^2}}, \\ K_\varrho &= \frac{\varrho_0}{\hat{x}^2 + \varrho_0^2} = \sin \hat{\gamma} \cdot \frac{1}{\sqrt{\hat{x}^2 + \varrho_0^2}}, \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (21)$$

$$\left. \begin{aligned} g_x(\xi) &= 1 - \frac{\hat{x}^2 - \varrho_0^2}{\hat{x}^2 + \varrho_0^2} \cdot \frac{1}{\hat{x}} \xi - \frac{3}{\hat{x}^2 + \varrho_0^2} \xi^2, \\ g_\varrho(\xi) &= 1 - \frac{2\hat{x}}{\hat{x}^2 + \varrho_0^2} \xi - \frac{1}{\hat{x}^2 + \varrho_0^2} \xi^2, \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (22)$$

$$\xi_{1,2}(\bar{t}) = \pm \sqrt{\frac{\bar{t}}{A}} = \pm \frac{1}{\sin \hat{\gamma}} \sqrt{\frac{2c\varrho_0\bar{t}}{\sin \hat{\gamma}}} \quad \dots \dots \dots (23)$$

Bezeichnen wir das Produkt  $e^{-\alpha(\bar{t}-A\xi^2)} \sin[\nu(\bar{t}-A\xi^2)]$  vorübergehend mit  $\Phi(\xi^2)$ , so haben wir es wegen  $g_{x,\varrho}(\xi)$  mit Integralen der Form  $\int_{\xi_1}^{\xi_2} \Phi(\xi^2) d\xi$ ;  $\int_{\xi_1}^{\xi_2} \Phi(\xi^2) \xi d\xi$ ;  $\int_{\xi_1}^{\xi_2} \Phi(\xi^2) \xi^2 d\xi$  zu tun. Wegen  $\xi_2 = -\xi_1$  wird  $\int_{\xi_1}^{\xi_2} \Phi(\xi^2) d\xi = 2 \int_0^{\xi_1} \Phi(\xi^2) d\xi$ ;  $\int_{\xi_1}^{\xi_2} \Phi(\xi^2) \xi d\xi = 0$ ;  $\int_{\xi_1}^{\xi_2} \Phi(\xi^2) \xi^2 d\xi = 2 \int_0^{\xi_1} \Phi(\xi^2) \xi^2 d\xi$ , so daß (20) übergeht in

$$q_{0x,\varrho} = 2 K_{x,\varrho} \int_0^{\xi_1(\bar{t})} e^{-\alpha(\bar{t}-A\xi^2)} \sin[\nu(\bar{t}-A\xi^2)] g_{x,\varrho}^*(\xi) d\xi \quad \dots \quad (24)$$

$$g_x^*(\xi) = 1 - \frac{3}{\hat{x}^2 + \varrho_0^2} \xi^2; \quad g_\varrho^*(\xi) = 1 - \frac{1}{\hat{x}^2 + \varrho_0^2} \xi^2 \quad \dots \dots \dots (25)$$

wofür wir auch schreiben können:

$$\begin{aligned} q_{0x,\varrho} &= 2 K_{x,\varrho} e^{-\alpha\bar{t}} \left\{ \sin \nu \bar{t} \int_0^{\xi_1(\bar{t})} e^{\alpha A \xi^2} \cos \nu A \xi^2 g_{x,\varrho}^*(\xi) d\xi \right. \\ &\quad \left. - \cos \nu \bar{t} \int_0^{\xi_1(\bar{t})} e^{\alpha A \xi^2} \sin \nu A \xi^2 g_{x,\varrho}^*(\xi) d\xi \right\} \quad \dots \dots \dots (26) \end{aligned}$$

$$\left. \begin{aligned} \text{Bezeichnen wir hier } e^{\alpha A \xi^2} \sin \nu A \xi^2 \text{ mit } V(\xi^2), \\ e^{\alpha A \xi^2} \cos \nu A \xi^2 \text{ mit } W(\xi^2), \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (27)$$

so treten in (26) Integrale der Form

$$\int_0^{\xi_1(\bar{t})} V(\xi^2) d\xi; \quad \int_0^{\xi_1(\bar{t})} W(\xi^2) d\xi; \quad \int_0^{\xi_1(\bar{t})} V(\xi^2) \xi^2 d\xi; \quad \int_0^{\xi_1(\bar{t})} W(\xi^2) \xi^2 d\xi$$

auf. Die beiden letzten lassen sich auf die beiden ersten zurückführen. Es wird

$$\begin{aligned} \int_0^{\xi_1(\bar{t})} V(\xi^2) \xi^2 d\xi &= \frac{1}{2 A (\nu^2 + \alpha^2)} \left\{ \xi_1 [\alpha V(\xi_1^2) - \nu W(\xi_1^2)] - \alpha \int_0^{\xi_1(\bar{t})} V(\xi^2) d\xi + \nu \int_0^{\xi_1(\bar{t})} W(\xi^2) d\xi \right\}, \\ \int_0^{\xi_1(\bar{t})} W(\xi^2) \xi^2 d\xi &= \frac{1}{2 A (\nu^2 + \alpha^2)} \left\{ \xi_1 [\nu V(\xi_1^2) + \alpha W(\xi_1^2)] - \nu \int_0^{\xi_1(\bar{t})} V(\xi^2) d\xi - \alpha \int_0^{\xi_1(\bar{t})} W(\xi^2) d\xi \right\}. \end{aligned}$$

Setzen wir noch

$$\left. \begin{aligned} \int_0^{\xi_1(\bar{t})} e^{\alpha A \xi^2} \sin \nu A \xi^2 d\xi &= \int_0^{\xi_1(\bar{t})} V(\xi^2) d\xi = \Phi(\xi_1), \\ \int_0^{\xi_1(\bar{t})} e^{\alpha A \xi^2} \cos \nu A \xi^2 d\xi &= \int_0^{\xi_1(\bar{t})} W(\xi^2) d\xi = \Psi(\xi_1), \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (28)$$

$$k_x = \frac{3}{\bar{x}^2 + \varrho_0^2}; \quad k_\varrho = \frac{1}{\bar{x}^2 + \varrho_0^2} \dots \dots \dots (29)$$

so wird

$$\begin{aligned} q_{0x,\varrho} &= 2 K_{x,\varrho} e^{-\alpha \bar{t}} \left\{ \sin \nu \bar{t} \left[ \Psi(\xi_1) - k_{x,\varrho} \frac{1}{2 A (\nu^2 + \alpha^2)} \langle \nu \xi_1 V(\xi_1^2) + \alpha \xi_1 W(\xi_1^2) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \nu \Phi(\xi_1) - \alpha \Psi(\xi_1) \rangle \right] \right. \\ &\quad \left. - \cos \nu \bar{t} \left[ \Phi(\xi_1) - k_{x,\varrho} \frac{1}{2 A (\nu^2 + \alpha^2)} \langle \alpha \xi_1 V(\xi_1^2) - \nu \xi_1 W(\xi_1^2) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \alpha \Phi(\xi_1) + \nu \Psi(\xi_1) \rangle \right] \right\} \dots \dots \dots (30) \end{aligned}$$

Es bleibt noch übrig, für  $\Phi(\xi_1)$  und  $\Psi(\xi_1)$  Rechenausdrücke anzugeben. Wir bilden hierzu zunächst

$$\Psi(\xi_1) + i \Phi(\xi_1) = \int_0^{\xi_1(\bar{t})} e^{(\alpha + i \nu) A \xi^2} d\xi.$$

Entwickeln wir hier den Integranden in eine Reihe und integrieren, so erhalten wir

$$\Psi(\xi_1) + i \Phi(\xi_1) = \xi_1 \sum_0^\infty \frac{(\alpha + i \nu)^n A^n \xi_1^{2n}}{n! (2n + 1)}.$$

Beachten wir, daß

$$(\alpha + i\nu)^n = \sum_0^{\leq \frac{n}{2}} (-1)^m \binom{n}{2m} \alpha^{n-2m} \nu^{2m} \\ + i \frac{\nu}{\alpha} \sum_0^{\leq \frac{n}{2}} (-1)^m \binom{n}{2m+1} \alpha^{n-2m} \nu^{2m},$$

so erhalten wir

$$\left. \begin{aligned} \Psi(\xi_1) &= \xi_1 \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{\alpha^n A^n \xi_1^{2n}}{n! (2n+1)} \sum_{m=0}^{\leq \frac{n}{2}} (-1)^m \binom{n}{2m} \left(\frac{\nu}{\alpha}\right)^{2m} \right\}, \\ \Phi(\xi_1) &= \xi_1 \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{\alpha^n A^n \xi_1^{2n}}{n! (2n+1)} \sum_{m=0}^{\leq \frac{n}{2}} (-1)^m \binom{n}{2m+1} \left(\frac{\nu}{\alpha}\right)^{2m+1} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

$$\leq \frac{n}{2}$$

Bei den  $\sum_{m=0}^{\frac{n}{2}}$  kann die obere Grenze auch durch  $\infty$  ersetzt werden, da diese Summen von selbst abbrechen. Daß die Summen konvergieren, erkennt man leicht.

(30) in Verbindung mit (19), (21), (23), (27) und (31) liefert uns also unter den gemachten Voraussetzungen den mathematischen Ausdruck für die Schwingungsberechnung des im Aufpunkt vorhandenen Luftteilchens.

Wir können in (30) noch einige Größen zusammenfassen und erhalten dann

$$q_{0x,\varrho} = 2 K_{x,\varrho} \left\{ (\Psi(\xi_1) \sin \nu \bar{t} - \Phi(\xi_1) \cos \nu \bar{t}) e^{-\alpha \bar{t}} \right. \\ - k_{x,\varrho} \xi_1 \frac{\alpha \sin [\nu (\bar{t} - A \xi_1^2)] + \nu \cos [\nu (\bar{t} - A \xi_1^2)]}{2 A (\nu^2 + \alpha^2)} e^{-\alpha (\bar{t} - A \xi_1^2)} \\ \left. + k_{x,\varrho} \frac{(\nu \Phi(\xi_1) + \alpha \Psi(\xi_1)) \sin \nu \bar{t} + (\nu \Psi(\xi_1) - \alpha \Phi(\xi_1)) \cos \nu \bar{t}}{2 A (\nu^2 + \alpha^2)} e^{-\alpha \bar{t}} \right\} \quad (32)$$

Hätten wir in den Ausdrücken (25) für  $g_{x,\varrho}^*(\xi)$  noch die Glieder  $\frac{3}{\hat{x}^2 + \varrho_1^2} \xi^2$  bzw.  $\frac{1}{\hat{x}^2 + \varrho_0^2} \xi^2$  gegen 1 vernachlässigt, so wären in (32) die mit  $k_{x,\varrho}$  multiplizierten Glieder fortgefallen. Wir würden dann also erhalten:

$$q_{0x,\varrho} = 2 K_{x,\varrho} (\Psi(\xi_1) \sin \nu \bar{t} - \Phi(\xi_1) \cos \nu \bar{t}) e^{-\alpha \bar{t}} \quad \dots \quad (33)$$

Das im vorstehenden behandelte Problem, die Wirkung einer sich mit Überschallgeschwindigkeit bewegendenden Schallquelle in einem entfernten Punkte mathematisch zu untersuchen, ist nicht allein für die Untersuchung des Geschosßkalles und (durch Rückwärtsschießen) der sich hierbei abspielenden Vorgänge



von Bedeutung, sondern auch in anderen Gebieten, z. B. in der Seismik, worauf indessen an dieser Stelle nicht näher eingegangen werden soll. Wir können die behandelte Fragestellung allgemeiner demnach so formulieren: Es sollte die in einem entfernten Punkte wahrgenommene Wirkung einer beliebigen bewegten Schwingungsquelle untersucht werden, deren Geschwindigkeit größer ist als die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der von ihr erzeugten Schwingungen, wobei diese als gedämpft angenommen wurden. Die so formulierte Fragestellung ergab sich besonders aus den experimentellen seismischen und akustischen Arbeiten, die von den Mitgliedern der geophysikalischen Abteilung des geodätischen Instituts Potsdam auf Anregung von Herrn Prof. Angenheister ausgeführt wurden.

#### Literatur.

- 1) Mach und Salcher: Wien. Ber. **95**, 764 (1887).
- 2) Cranz: Lehrb. d. Ballistik **3**, 1913.
- 3) Riemann: Göttinger Abhdlg. **8** (1860), siehe auch Ges. Math. Werke, S. 156. Leipzig 1892.

Potsdam, Geophysikal. Abtlg. d. Geodät. Inst., im Mai 1927.

---

## Blei-Absorptionsmessungen der Höhenstrahlung im Flugzeug.

Von Konrad Büttner. — (Mit einer Abbildung.)

Messungen mit 2-cm-Bleipanzern in 4100 und 5500 m Höhe ergeben eine Halbwertsdicke in Blei von etwa 7 cm, also annähernd dieselbe Härte wie am Jungfraujoch (3500 m).

Frühere Versuche\*) über die Härte der durchdringenden Höhenstrahlung mit Bleipanzern von meist 2 und 5 cm Dicke in verschiedenen Höhen bis 3500 m hatten ergeben: Der Massenabsorptionskoeffizient beträgt 5 bis  $12 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ , d. h. die Halbwertsdicke in Blei 14 bis 6 cm. Die Koeffizienten für Luft ( $4 \cdot 10^{-3}$ ) und Wasser ( $2 \cdot 10^{-3}$ ) sind nicht unerheblich kleiner. Bei Blei zeigt sich mit zunehmender Strahlungsintensität bzw. Höhe eine deutliche Abnahme der Härte; dies ist bei Luft und Wasser nur schwach ausgeprägt. Die Blei-Abschirmversuche unter starken Wasser-, Eis- oder Bleischichten hatten den Messungen ohne diese entsprechende Ergebnisse. Die Koeffizienten sinken bis  $3 \cdot 10^{-3}$ , bei den Versuchen Hoffmanns schließlich bis  $1 \cdot 10^{-3}$ .

Die Ausdehnung dieser Versuche auf größere Höhen war erwünscht zur Bestätigung der vorigen Messungen, vor allem aber, um den weiteren Gang von Härte und Intensität zu verfolgen. Falls es sich hierbei um eine Aussonderung der weichen vor den harten Strahlungskomponenten handelt, so war zu hoffen, daß man schließlich zur Auffindung der weichsten, langwelligsten Bestandteile gelangen könne.

---

\*) Zeitschr. f. Geophys. **3**, 161, Heft 4 (1927).

Bei mehreren Flugzeugaufstiegen konnten diese Messungen in 4100 und 5500 m Höhe ausgeführt werden. Es gelang, den 2-cm-Panzer (80 kg) so umzubauen, daß trotz der beschränkten Raumverhältnisse in der Kabine bzw. im Beobachtersitz und trotz der Motorschütterungen genaue Ablesungen (30 bis 40 min lang alle 1 bis 2 min) gemacht werden konnten (Ablesefehler 0.2 bis 0.3 Skalenteil oder 0.3 bis 0.4 Volt). Das Ergebnis ist [bei der Mitteilung des Fluges Nr. 9\*) ist ein Rechenfehler unterlaufen]:

Apparat A.

Flug Nr.	Datum	Strahlung in $J$		$\frac{\mu}{\rho_{Pb}} \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$	Höhe m	Druck mm Hg
		ohne 2 cm Pb	mit			
9	30. März	$14.2 \pm 0.5^{**})$	$10.6 \pm 0.5$	$11.4 \pm 2.7$	4100	454
11	7. Juli	—	$19.1 \pm 0.5$	$9.5 \pm 1.2$	5550	385
13	12. "	$23.4 \pm 0.4$	—		5480	387

Die Figur gibt eine Zusammenstellung aller bisherigen Bleimessungen, in Abhängigkeit von der Strahlung außerhalb des Panzers. Es ist eine Kurve

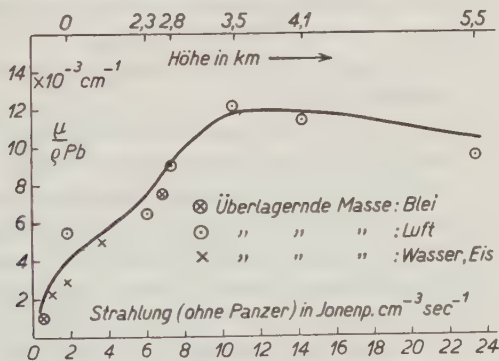


Fig. 1.

des mittleren Verlaufs hindurchgezeichnet, die bei allen Punkten innerhalb der Meßgenauigkeit der Einzelwerte liegt. Sie zeigt, daß oberhalb 3500 m Höhe die Härte annähernd gleichmäßig ist.

Eine ausführliche Veröffentlichung und Zusammenfassung früherer Ergebnisse erfolgt in der Zeitschrift für Physik. Für die Ermöglichung der Flüge habe ich Herrn Geheimrat Hergesell (Observatorium Lindenberg) und Herrn Dr. Herath (Reichsverkehrsministerium) sehr zu danken.

\*) Zeitschr. f. Geophys. 3, 161, Heft 4 (1927).

\*\*) Aus früheren Flugzeugmessungen interpoliert.

Meteorologisches Observatorium Potsdam, den 16. Juli 1927.

## Über die Grenze der Anwendbarkeit elektrischer Schürfmetho- den mittels Wechselstrom.

Bemerkung zu dem Aufsatz von R. Ambronn.

Von Dr. A. Gibsone in Kassel.

Auf Grund einer von Maxwell angegebenen Formel wird gefolgert, daß schon bei einem Leitfähigkeitsverhältnis von 1:10 zwischen Einlagerung und Nebengestein exakte Schlüsse auf die Bodengestaltung möglich sind. Es lassen sich daher schon bei einem Leitungswiderstand unterhalb  $10^8 \Omega/\text{cm}$  von Einlagerung oder Nebengestein die Wechselstrommethoden für die Bodenforschung anwenden.

R. Ambronn hat in einem Aufsatz „Eine grundsätzliche Grenze der Anwendbarkeit elektrischer Wechselstrom-Schürfmetho- den zur Aufsuchung nutzbarer Lagerstätten“<sup>1)</sup> und in einem weiteren Aufsatz<sup>2)</sup> die Behauptung aufgestellt, daß erdöhlhaltige Schichten mittels elektrischer Wechselstrommessungen nicht von „trockenen Gesteinen“ (in der Natur?) zu unterscheiden wären, und daß die mit diesen Methoden erhaltenen Bilder auf die mit Öl verknüpften Salzwasserhorizonte zurückzuführen sind.

Die Ansicht, daß Isolatoren, wie das die erdöhlhaltigen Schichten sind, sich von nicht sehr feuchten Schichten in der Natur geoelektrisch nicht wesentlich unterscheiden sollen, beruht wohl auf zwei irrtümlichen Annahmen.

1. Für elektrische Wirkungen (z. B. Ablenkung der Stromlinien, Potentialänderungen usw.) ist das Leitfähigkeitsverhältnis von Einlagerung zur Umgebung nicht unbedingt maßgebend, auch braucht dieses Verhältnis nicht mindestens 1000:1 betragen, damit eine deutliche Wirkung auftritt. Daß sich das nicht so verhält, ist schon daraus zu entnehmen, daß Graphitschiefer, wie Herr Schlumberger und dann auch die schwedischen Geophysiker hervorgehoben haben, die Wirkung gutleitender Erze vortäuschen können. Bekanntlich haben Lundberg, Sundberg und Eklund deshalb in Schweden, wo Graphitschiefer unter kristallinen Schiefen nicht selten vorkommen, die geometrischen, geoelektrischen Methoden verlassen und haben zu einem Induktionsverfahren gegriffen; und zwar sind es nicht nur die bestleitenden Graphitschiefer, es genügt schon ein ziemlich kleiner Gehalt an parallel angeordnetem Graphit.

Man braucht, um diese Tatsache zu verstehen, nur die Formel zu nehmen, die der englische Physiker J. Cl. Maxwell für eine kugelförmige Einlagerung in einem unendlich ausgedehnten Stromfeld abgeleitet hat. Auf diese Formel hat neuerdings Herr Max Müller<sup>3)</sup> aufmerksam gemacht. Der für die physikalischen Messungen entscheidende Faktor, der sich in derselben Form auch bei anders gestalteten Einlagerungen vorfindet, lautet

$$\frac{\sigma_0 - \sigma}{2\sigma_0 + \sigma},$$

wenn mit  $\sigma_0$  die Leitfähigkeit des Nebengesteins und mit  $\sigma$  die Leitfähigkeit der Einlagerung bezeichnet wird.

Man sieht leicht, daß für im Verhältnis zur Umgebung sehr gut etwa tausendmal besser leitende Substanzen z. B. für bestleitende Magnetiterze dieser Faktor den Wert 1 annimmt. Wenn aber die Leitfähigkeit nicht tausendmal, sondern nur zehnmal größer ist, ergibt die Formel für diesen entscheidenden Faktor an Stelle des Wertes 1 immer noch den Wert  $\frac{9}{12}$ , d. h. 75 Proz. der Wirkung des bestleitenden Erzes; wir erhalten also denselben großen Effekt für bestleitende Erze wie für Gesteine, die mehr als die zehnfache Leitfähigkeit ihrer Umgebung besitzen. Hieraus erklärt sich die große Wirkung solcher Schichten, die stark wasserhaltig und stark geschiefert sind, so daß der Strom längs der Schieferungsflächen durch lange Wasserschichten hindurchgeht. Diese Schiefer mit Widerständen von  $10^4$  bis  $5 \cdot 10^4 \Omega/\text{cm}$  parallel der Schieferung können daher leicht Erze vortäuschen, wenn man nur die Ablenkungen beobachtet\*).

Ist umgekehrt die Leitfähigkeit einer Einlagerung sehr viel geringer als die der Umgebung, hat man es also mit einem guten Isolator zu tun, so ergibt die Formel den Grenzwert 0.5, d. h. 50 Proz. der Wirkung bestleitender Erze. Man erhält, wie man leicht sieht, wenn der Widerstand nur zehnmal größer ist wie der der Umgebung, schon einen Wert von etwa 0.43 oder 43 Proz. der Wirkung bestleitender Erze. Es ist also ohne weiteres klar, daß schon verhältnismäßig geringe Unterschiede in der Leitfähigkeit sich bemerkbar machen. Dementsprechend werden sich auch gaserfüllte oder schwach mit Öl getränkte Schichten in ihrer geoelektrischen Wirkung kaum merklich von völlig mit Öl getränkten und etwas besser isolierenden Schichten unterscheiden, gleiche Größe und Teufe vorausgesetzt. Durch die geoelektrischen direkten Wirkungen lassen sich stark- von schwachöhlhaltigen Schichten usw. nicht unterscheiden, sondern nur durch die Begleitumstände; dazu gehört ein reiches Erfahrungsmaterial, ein solches hat großen Wert. Es muß aber auf theoretisch einwandfreier Grundlage gedeutet werden.

2. Die anderen Ausführungen von Herrn Ambronn gründen sich auf die Annahme, daß das Widerstandsverhältnis mindestens 1 : 1000 sein müsse, damit merkliche Wirkungen zu Stande kommen. Zum Zweck einer kritischen Diskussion des ganzen Fragenkomplexes soll noch zu dem zweiten Teile der Arbeit von R. Ambronn Stellung genommen werden. Den dort angewandten Formeln können wir auch zustimmen. Wir möchten nur noch hervorheben, daß, falls ein Widerstandsverhältnis von 10 : 1 vorliegt, die Grenze der Anwendbarkeit von Wechselstrom (500 Perioden) bei etwa  $4 \cdot 10^7 \Omega/\text{cm}$  liegt und nicht bei  $4 \cdot 10^5$ ; diese Grenze kann ohne Schwierigkeiten durch Herabsetzung der Periodenzahl auf etwa  $10^8 \Omega/\text{cm}$  verschoben werden. Bei Verwendung von Wechselstrom (500 Perioden) würden sich also, selbst wenn das Nebengestein (Tone, Sande, Salzwasser) einen Widerstand bis  $4 \cdot 10^7 \Omega/\text{cm}$  und das zu suchende Material (z. B. Ölschichten) einen Widerstand von  $1 \cdot 10^8 \Omega/\text{cm}$  und höher hätte, noch Beeinflussungen des schlechten Leiters feststellen lassen.



Zu den angegebenen Zahlenwerten für die Leitfähigkeit oder Widerstände von Gesteinen: Bergfeuchte Kalke besitzen in der Natur in unseren Breiten Widerstände von etwa  $10^5$  bis  $10^6 \Omega/\text{cm}$ , und zwar besitzen sogenannte trockene Kalke sowohl über wie unter Tage schon bei 1 bis 3 m unter der Oberfläche diese Widerstände. Kalke haben draußen kaum  $10^{10}$  (10 000 Mill.)  $\Omega/\text{cm}$  und mehr Ohm. Solche Werte erhält man im Laboratorium, aber nicht in der Natur. Dieser Irrtum ist leider auch in das Buch R. Ambronn's „Methoden der angewandten Geophysik 1926“ übergegangen. Zwar ist dort (S. 109) gesagt, daß die Leitfähigkeit nicht nur von der Grundsubstanz, sondern in ausschlaggebender Weise von der Feuchtigkeit und den darin gelösten Salzen abhängt. Die dort angegebenen Zahlen von Laboratoriumsmessungen (S. 160) für Gneis, Steinsalz usw. sind aber von den Werten in der Natur sehr verschieden.

Bezüglich der Werte in der Natur vgl. K. Sundberg, H. Lundberg und J. Eklund: *Electrical Prospecting in Sweden*, Stockholm 1925, S. 12 Tabelle für feuchte Gesteine (Limestone und Dolomite). Vgl. J. Koenigsberger: *Montanistische Rundschau* 1924, Nr. 8. Wahrscheinlich ist der dort angegebene Kalk vom Gonzen derselbe, den Herr Ambronn im Laboratorium hat untersuchen lassen; dann derselbe Autor, *Petroleum* Nr. 22, 10. Dez. 1926. Vgl. auch noch die sorgfältigen Messungen von Herrn E. Burghagen, soweit sie feuchte Gesteine betreffen. — Vgl. W. J. Rooney und O. H. Gish: *Phys. Rev.* **25**, 254 (1925). Die oberen Teile des Bodens haben direkt in der Natur gemessen  $12 \cdot 10^3$  bis  $80 \cdot 10^3 \Omega/\text{cm}$ . Alluvium in Maryland hat unter der Oberfläche  $12 \cdot 10^4$  bis  $20 \cdot 10^4 \Omega/\text{cm}$  nahe der Oberfläche. Bei 250' wurde dort ein Minimum von  $11 \cdot 10^3 \Omega/\text{cm}$  erreicht, und von da ab bis 1700' wächst der Widerstand auf  $30 \cdot 10^3 \Omega/\text{cm}$ . Granit hat höheren nicht angegebenen Widerstand.

Weitere Daten z. B. bei B. Mc Collum und K. H. Logan (*Electrolytic Corrosion of Iron in Soils*): *Technological Papers*, Bureau of Standards Nr. 25, Washington 1914. Die amerikanischen Autoren haben alle berücksichtigt, daß die natürliche Feuchtigkeit praktisch allein den Widerstand bestimmt. Die mehr oder minder durchsichtigen Mineralien, aus denen die Gesteine bestehen, sind ausnahmslos vorzügliche Isolatoren bei Temperaturen bis  $30^\circ \text{C}$ . Nur die Feuchtigkeit in den Poren leitet. Steinsalz hat einen in der Natur sehr von Spaltrissen und deren Wasserfüllung abhängigen Widerstandswert. Da Salz im allgemeinen kompakt ist, verhält es sich den umgebenden Gesteinen gegenüber als Isolator. Erdöhlaltige Schichten werden sich möglicherweise als etwas bessere Isolatoren von Steinsalz abheben.

Herr Ambronn benutzt Werte für die Gesteinswiderstände, die wohl nicht zulässig sind. Daraus erklärt sich, daß Herr Ambronn unter weiterer Benutzung der unter 1. erwähnten Annahme, wonach das Widerstandsverhältnis mindestens 1000:1 betragen müsse, zu einem überwiegenden Einfluß der Kapazität kommt. Bei Einsetzen richtiger Zahlen ist dieser Einfluß nicht vorhanden. Daher irrt Herr Ambronn in diesem Punkte und nicht Herr Ibach<sup>5)</sup>.

Die Widerstandswerte, die Herr Ibach angibt, sind als absolute Werte nicht einwandfrei gemessen, weil für diese Messungen nicht exakt definierte Elektrodenflächen gebraucht wurden. Herr Ibach hat also seine im übrigen richtige Mitteilung leider mit nicht ganz richtigen Zahlenwerten für die Widerstände versehen. Hierauf gestützt, kam Herr Ambrohn auf Grund seines ersten Irrtums zu dem Nachweis, daß erdöhlhaltige Schichten sich mit Wechselstrommethoden nicht nachweisen lassen.

#### Literatur.

<sup>1)</sup> In den Technischen Blättern, Wochenschr. z. deutsch. Bergwerkszeitung, 11. Dez. 1926, sowie „Eine prinzipielle Grenze der Anwendbarkeit elektrischer Wechselstrom-Schürfmethode zur Aufsuchung nutzbarer Lagerstätten“ in der „Allgem. Österreich. Chem.- u. Techn.-Ztg.“, Nr. 24, 15. Dez. 1926.

<sup>2)</sup> „Einige Bemerkungen zur Möglichkeit der Aufsuchung und Lokalisierung von schlecht oder nicht leitenden Einlagerungen im Untergrund mittels elektrischer Wechselstrommethoden“ in der Zeitschr. f. Geophys. **3**, Heft 2/3 (1927).

<sup>3)</sup> Max Müller: Zeitschr. f. Geophys. **2**, 288 (1926) u. Glückauf, Nr. 2, Januar 1927.

<sup>4)</sup> Hierauf hat u. a. J. Koenigsberger (Metall u. Erz, Nov. 1926) hingewiesen; bei einer Untersuchung an einem Schweizer Erzbergwerk haben sich z. B. Ablenkungen ergeben, wie sie Erz verursacht. Diese sind aber wahrscheinlich nicht durch Erz hervorgerufen, sondern durch stark geschieferte, wasserführende, dunkle Schiefer, die vielleicht auch Graphit enthalten haben.

<sup>5)</sup> R. Ibach: Allgem. Österreich. Chem.- u. Techn.-Ztg., Nr. 14, Juli 1926.

---

## Ein Beitrag zum Studium der Erdbebennachläufer.

Von Hermann Schnell. — (Mit zwei Abbildungen.)

Die Meßgenauigkeit bei Periodenuntersuchungen der Erdbebennachläufer wird geprüft und auf höchstens 1 sec geschätzt. Die Ergebnisse Roeseners und Wellmanns über Nachläuferperioden werden im großen und ganzen bestätigt und erweitert. Untersuchungen über die Amplitudenabnahme der Nachläufer eines Bebens an einer Station ergeben, daß die Amplituden in großen Zügen nach einer  $e$ -Funktion mit der Zeit abnehmen. Zur Deutung der gefundenen Erscheinungen wird angenommen, daß in der Erdrinde Schollen verschiedener Dicke unregelmäßig verteilt sind, die gedämpfte Eigenschwingungen ausführen und sich durch Koppelung gegenseitig beeinflussen.

### Einleitung.

Zur Erkennung der Beschaffenheit des Erdinnern hat die Erdbebenforschung einen sehr bedeutenden Anteil geliefert. Es waren vor allem die Vorläufer der Erdbebenwellen, die mit ihren verschiedenen, zeitlich scharf präzierten Einsätzen und den bei Beugungen an Schichtgrenzen in Amplitudenabnahmen sichtbaren Energieschwächungen Gelegenheit gaben, das von ihnen durchlaufene Erdinnere zu studieren, und mit deren Hilfe manches Problem über Gliederung, Elastizitäts- und Dichteverhältnisse im Erdinnern zur Lösung gebracht werden konnte. Demgegenüber erscheint das Studium der Nachläufer, die sich längs der Oberfläche bewegen, geeignet, Aufschlüsse über Verhältnisse in der Erdrinde oder ihren Teilen zu geben.

## I. Teil: Periodenuntersuchungen.

**Vergleich der Periodenuntersuchungen Roeseners und Wellmanns. Die Meßgenauigkeit der Periodenuntersuchungen.** Umfassende Arbeiten über Erdbebenachläufer sind von deutscher Seite von F. Roesener und H. Wellmann gemacht worden. (F. Roesener: Vergleichende Untersuchungen über die Periode der Erdbebenwellen mit besonderer Berücksichtigung der Nachläuferwellen. Gerlands Beiträge z. Geophys. 12, 2. — H. Wellmann: Untersuchungen über die Perioden der Nachläufer in Fernbebenregistrierungen auf Grund der Hamburger sowie geeigneter auswärtiger Beobachtungen. Dissertation Hamburg.)

Im folgenden sind ihre Resultate in wörtlichen Zitaten sachlich geordnet einander gegenüber gestellt:

### Ergebnisse Roeseners (1913).

Alle untersuchten Beben ließen sich nach der in ihren Nachläufern am häufigsten beobachteten Periode im wesentlichen in zwei große Gruppen einteilen, nämlich in Beben, die eine Periode von etwa 12 sec und solche, die eine Periode von etwa 18 sec als Häufungsstelle aufweisen.

Eine Eintragung der Resultate betreffs der Nachläuferperioden in eine Weltkarte ergab eine gewisse Abhängigkeit der beobachteten Periode der Nachläufer von der geographischen Lage des Epizentrums. Hierdurch ist die Möglichkeit gegeben, mit Hilfe der Nachläuferwellen eines Bebens Angaben über die vermutliche Lage des Herdes zu machen.

Unter Umständen scheint auch die Bebenstärke einen Einfluß auf die Nachläuferperioden auszuüben, wenigstens weisen hierauf einige sibirische Beben hin. Die besonders heftigen von ihnen zeigten bei etwa 18 sec eine Häufungsstelle, die weniger heftigen dagegen eine Häufungsstelle bei etwa 12 sec.

Eine Abhängigkeit der beobachteten Nachläuferperioden nur von der Epizentralentfernung besteht nicht.

Diese Resultate stimmen im großen und ganzen bis auf das letztgenannte gut überein. Es fällt jedoch auf, daß einer von Roesener für Göttingen auf 18 sec angegebenen Häufungsperiode in Hamburg nach Wellmann eine solche von 16 sec zu entsprechen scheint. Eine Feststellung, ob ein solcher Unterschied

### Ergebnisse Wellmanns (1922).

Bei den vorliegenden Messungen treten die Perioden von 12 und 16 sec am häufigsten auf. Ich führe das darauf zurück, daß die Nachläuferwellen von Beben aus seismisch besonders regen Gebieten die Eigentümlichkeit haben, hier in Hamburg die Häufungsperiode von 12 bzw. 16 sec zu besitzen.

Die Häufungsperioden 12 sec weisen in Hamburg die Beben aus der ostasiatischen Küsten- und Inselregion auf, von 16 sec die Aleutenzone... In günstigen Fällen kann durch Feststellung der Häufungsperiode der Nachläuferwellen eine regionale Bestimmung des Bebenherdes erfolgen.

Bei Beben mit Herddistanzen bis zu 10000 km besteht eine Abhängigkeit der Nachläuferperioden von der Bebenintensität, und zwar sind die Perioden der Nachläuferwellen bei größerer Intensität ebenfalls größer.

Die Größe der Nachläuferperioden ist ferner von der Herddistanz abhängig. Größeren Herddistanzen entsprechen im Mittel größere Nachläuferperioden.



zwischen zwei verhältnismäßig nahe beieinander liegenden Stationen, zu denen die Wege vom Herd und die durchlaufenen Schichten praktisch die gleichen sind, tatsächlich besteht, könnte für die Deutung der physikalischen Natur der Nachläuferwellen eine sehr große Bedeutung haben. Daher wurden zunächst einige der von Roesener ausgemessenen Beben hinsichtlich der Nachläufer nachgeprüft. Die Meßmethode war dieselbe, wie sie Roesener angewandt hatte. Es wurde mit einer mit 1-mm-Teilung versehenen Skala von einem Wellenmaximum zum nächsten gemessen. Die Ergebnisse zeigten volle Übereinstimmung mit den von Roesener angegebenen Werten, also vorwiegend Perioden von 12 und 18 sec. Allerdings scheint mir die von Roesener auf eine, von Wellmann sogar auf  $\frac{1}{2}$  sec angegebene Meßgenauigkeit zu hoch geschätzt zu sein. Von vornherein erschien mir auffällig, daß bei der Registriergeschwindigkeit von 10 mm pro Minute für Göttingen der gefundenen Häufungsperiode von 12 sec ein Skalenwert von 2.0 mm und der Häufungsperiode von 18 sec ein solcher von 3.0 mm entsprach, während bei der Hamburger Registriergeschwindigkeit von 15 mm pro Minute die Periode 12 sec den Skalenwert 3.0 mm und die angegebene größere Häufungsperiode von 16 sec den Skalenwert von 4.0 mm hatte. Ich hielt es daher für wohl möglich, daß bei der Ablesung mittels einer Skala, deren Teilung eine Rolle spielt, indem aus psychologischen Gründen eine Neigung besteht, ganzzahlige Skalenteile zu „messen“. Um diesen Umstand näher zu prüfen, habe ich zur Ausmessung neben der gebräuchlichen eine eigens angefertigte Skala benutzt, die bei der Registriergeschwindigkeit von 10 mm pro Minute weder zu der von Roesener angegebenen Periode von 18 sec, noch zu der von Wellmann genannten von 16 sec eine ganzzahlige Teilung aufwies. Als Einheit wurde 0.7 mm gewählt. Nimmt man — wie es Gewohnheit ist — an, daß man mit einer Skala bei einer Messung  $\frac{1}{10}$  ihres Teiles schätzen kann, so müßte man bei der Göttinger Registriergeschwindigkeit von 10 mm pro Minute mit dieser Skala eine Meßgenauigkeit von 0.42 sec erzielen, während die Skala mit 1-mm-Teilung eine Meßgenauigkeit von 0.6 sec hätte. Die größtmögliche Differenz zwischen den Meßdaten einer bestimmten Periode mittels dieser Skalen wäre also 1.02 sec; nach der Wahrscheinlichkeit jedoch müßte im allgemeinen eine bessere Übereinstimmung gewährleistet sein.

Tabelle 1 gibt eine aus verschiedenen Messungen herausgegriffene Serie von Periodenmessungen mittels der beschriebenen beiden Skalen wieder. Die übrigen Messungen zeigten alle ähnliche Ergebnisse.

Die einzelnen Werte wurden folgendermaßen gewonnen. Es wurde in einem Seismogramm ein bestimmtes Stück der Nachläuferwellen markiert und mit beiden Skalen (Teilung 1.0 und 0.7 mm) Periode für Periode ausgemessen, jedoch so, daß zwischen den Messungen eine gewisse Zeit, meistens ein Tag, lag, um bei der zweiten Messung eine unbewußte Erinnerung an die Sekundenwerte der ersten Messung zu vermeiden. Zur Ausmessung gelangten Wellen, deren Amplituden in der Aufzeichnung etwa 3 mm betrugen, also ungefähr deren Seismogrammwellenlängen gleichkamen.



Es sei hier bemerkt, daß man bei manchen Beben, um überhaupt eine genügende Anzahl von Perioden zu messen, darauf angewiesen ist, Perioden zu benutzen, deren Seismogrammamplituden nur den Bruchteil eines Millimeters ausmachen, deren Maximum bei gleicher Wellenlänge also viel flacher verläuft, wodurch naturgemäß die Meßgenauigkeit verringert wird.

In Tabelle 1 sehen wir ein Stück der Nachläufer des Bebens vom 9. Mai 1905 ( $\varphi = 20^\circ$ ,  $\lambda = -104^\circ$ ) hinsichtlich ihrer Perioden dargestellt. Spalte I ist der Skalenwert der mit der mit 1-mm-Teilung versehenen Skala ausgemessenen Perioden. Spalte II der entsprechende mit der Skala mit 0.7-mm-Teilung gefundene Skalenwert. Spalte III die auf Grund der Skala I gemessene in Sekunden umgerechnete Periode. Spalte IV der Sekundenwert der entsprechenden Periode nach den Skalenwerten der Skala II. Spalte V die Differenz der einzelnen Messungen (absolut in Sekunden ausgedrückt).

Tabelle 1.

I	II	III	IV	V	I	II	III	IV	V
2.4	3.6	14.4	15.1	0.7	3.0	4.0	18.0	16.8	1.2
4.0	5.5	24.0	23.1	0.9	3.0	4.0	18.0	16.8	1.2
2.8	4.0	16.8	16.8	0.0	3.0	4.0	18.0	16.8	1.2
3.0	4.2	18.0	17.6	0.4	3.0	4.2	18.0	17.6	0.4
2.6	3.5	15.6	14.7	0.9	3.0	4.0	18.0	16.8	1.2
3.5	5.0	21.0	21.0	0.0	3.0	4.0	18.0	16.8	1.2
3.0	4.2	18.0	17.6	0.4	3.0	4.3	18.0	18.1	0.1

Wir sehen, daß gewöhnlich den mit Hilfe der Skala I zu 18 sec gefundenen Perioden solche von 16.8 sec mit der Skala II entsprechen:

$$\begin{aligned} 18 \text{ sec} &= 3.0 \text{ Skalenwert der Skala I,} \\ 16.8 \text{ „} &= 4.0 \text{ „ „ „ II.} \end{aligned}$$

Wir finden hier deutlich die vermutete Tendenz bestätigt, volle Skalenteile abzulesen. Doch zeigt es sich bei anderen Perioden, daß man nicht unbedingt auf volle Skalenteile mißt; so ist es wahrscheinlich, daß der Wert der wahren Periode nicht sehr verschieden von den beiden gemessenen Werten ist, also etwa zwischen ihnen liegt.

Aus diesen Ergebnissen geht experimentell hervor, daß die bei der Ausmessung von Nachläuferperioden zu erzielende Genauigkeit geringer ist als die üblich angenommene, mit einer Skala zu erzielende Meßgenauigkeit. Sie kann bestenfalls auf eine Sekunde geschätzt werden.

Wenn daher im folgenden von den Häufungsperioden 12 oder 18 sec die Rede ist, so gelten diese Werte nur bedingt als ungefähre Größenangabe.

Weil die gefundene Meßunsicherheit besteht, und die verschiedenen Beobachtungen qualitativ gut übereinstimmen, spricht die Wahrscheinlichkeit dafür, daß auch die größeren Häufungsperioden in Göttingen und Hamburg gleich groß sind, so daß also im ganzen keine Unterschiede in den Nachläuferperioden dieser benachbarten Stationen auftreten. Es soll damit jedoch keineswegs ausgeschlossen werden, daß an entfernten Stationen, die andere geologische und tektonische Verhältnisse im Untergrund und der näheren und weiteren Umgebung haben, andere Perioden vorherrschen.

### Abhängigkeit der mittleren Nachläuferperiode von der Herdentfernung.

Außer zu dem Unterschied im Zahlenwert der größeren Häufungsperiode kommen Roesener und Wellmann zu völlig verschiedenen Ansichten über die Abhängigkeit der mittleren Nachläuferperiode von der Herdentfernung. Abgesehen von der Epizentralentfernung hängt die Nachläuferperiode nach den Untersuchungen beider Beobachter ab:

1. vom Wellenweg [zu unterscheiden sind a) kontinentaler, b) subozeanischer Wellenweg];
2. von der Bebenintensität.

Über den Einfluß des Wellenweges lassen sich im allgemeinen aus dem vorliegenden Beobachtungsmaterial ziemlich sichere Annahmen machen, aber die Auswirkung der Bebenintensität läßt sich wegen des Mitspielens anderer, ins-

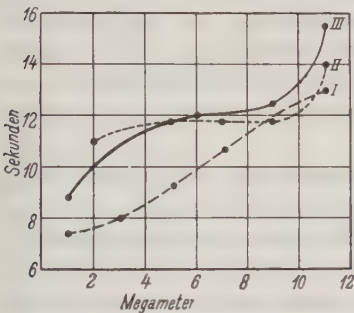


Fig. 1.

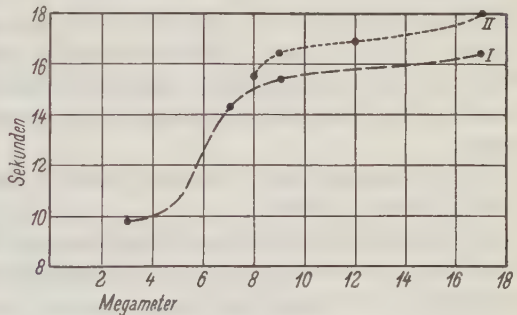


Fig. 2.

Fig. 1. Kurve I: Werte Wellmanns; Kurve II: Werte Roeseners; Kurve III: Werte des Verfassers.

Fig. 2. Kurve I nach Wellmann; Kurve II aus Werten Roeseners dargestellt.

besondere geologischer Umstände nicht leicht in Rechnung setzen, was die Aufstellung einer Funktion der mittleren Nachläuferperiode von der Herdentfernung sehr erschwert.

Stellt man, wie es Wellmann tat, die mittlere Nachläuferperiode in Abhängigkeit von der Herdentfernung dar, und zwar getrennt für Beben mit subozeanischem und kontinentalem Wellenweg, so erhalten wir für Beben mit kontinentalem Wellenweg die Kurven der Fig. 1.

Trotzdem Roesener eine Abhängigkeit der mittleren Nachläuferperiode von der Herdentfernung ablehnt, zeigen auch die aus seinen Beobachtungen gefundenen Werte eine solche Abhängigkeit in dem Sinne, daß die mittlere Nachläuferperiode mit der Entfernung größer wird. Die Punkte der einzelnen Kurven sind Mittelwerte aus stark gestreuten Werten. Dadurch erklärt es sich, daß Roesener, der seine Messungen nicht in dieser Art dargestellt hat, eine Abhängigkeit zwischen mittlerer Nachläuferperiode und Herdentfernung nicht findet, und daß die Kurve Wellmanns in entsprechenden Intervallen gerade den entgegengesetzten Krümmungssinn der Kurven Roeseners und des Verfassers aufweist.

Fig. 2 zeigt die Beziehung zwischen mittlerer Nachläuferperiode und Herdentfernung für Beben mit vorwiegend subozeanischem Wellenweg.

Vom Verfasser wurde aus dem Grunde, weil sich schon bei den Beben mit kontinentalem Wellenweg gezeigt hatte, daß keine absolute, sondern nur eine je nach den in die Untersuchung einbezogenen Beben verschiedene, zufällige, statistische Abhängigkeit zwischen Herdentfernung und mittlerer Nachläuferperiode besteht, darauf verzichtet, diese Untersuchungen auch auf Beben mit subozeanischem Wellenweg auszudehnen. Die Werte Roeseners und Wellmanns stimmen in den Kurven für Beben mit subozeanischem Wellenweg sehr gut überein. Daß die Werte Roeseners systematisch etwa eine Sekunde größere Perioden zeigen als die Wellmanns, erklärt sich, wie weiter oben gezeigt wurde, ohne weiteres durch Meßunsicherheiten in der Ablesung.

Sicher scheint aus allen vorliegenden Beobachtungen zu sein, daß mit größerer Herddistanz auch größere Perioden vorherrschen. Auch G. Angenheister kommt in seinen „Beobachtungen an Pazifischen Beben“ (S. 20) zu dem Schlusse, daß die Herddistanz einen Einfluß auf die Nachläuferperiode in dem Sinne ausübt, daß die dem Herde näher gelegenen Stationen kürzere Perioden zeigen.

Der Versuch einer Klärung dieses Ergebnisses soll im III. Teil dieser Arbeit gemacht werden.

Wollte man trotz der großen Streuung der Beobachtungen eine funktionelle Beziehung zwischen Herdentfernung und mittlerer Nachläuferperiode annehmen, und zwar in Ermangelung einer besseren Anpassung eine lineare Beziehung, und benutzt man die Ergebnisse der drei Beobachter unter Berücksichtigung der Gewichte, die der Zahl der zu diesem Zwecke jeweils untersuchten Beben ungefähr entsprechen (Wellmann 3, Roesener 2, Verfasser 1), so kommen wir zu der in der folgenden Tabelle dargestellten Beziehung.

a) Kontinentaler Wellenweg.

$\Delta$ . . . . .	2	4	6	8	10	12
$P$ . . . . .	9.1	10.1	11.2	12.2	13.2	14.2

b) Subozeanischer Wellenweg.

$\Delta$ . . . . .	2	4	6	8	10	12	14	16
$P$ . . . . .	10.0	11.0	12.0	13.0	14.0	15.0	16.0	17.0

$\Delta$  = Herdentfernung in Megametern

$P$  = Mittlere Nachläuferperiode in Sekunden

Die verschiedenen Größenwerte der mittleren Perioden kommen meist dadurch zustande, daß in den Nachläufern eines Bebens sowohl die größere wie auch die kleinere Häufigkeitsperiode (18 und 12 sec) auftreten; doch ist es nicht selten, daß neben diesen oder beim Zurücktreten einer von ihnen gewisse andere Perioden (z. B. 15 und 13.8 sec) verhältnismäßig häufig vorkommen.

Aus den Tabellen könnte man folgern, daß die Zeit, in welcher bei den sich ausbreitenden Wellen die Periode um 1 sec wächst, etwa  $8\frac{1}{2}$  Minuten beträgt. Bei solchen Vorstellungen könnte man unter der Annahme, daß die Nachläufer Wellen seien, die durch Reflexionen, Beugungen, Brechungen an Schichten verschiedener Dichte oder verschiedener elastischer Eigenschaften auf verschiedenen Wegen vom Herd aus zur Beobachtungsstation gelangen, vermuten, daß die mittlere Nachläuferperiode eines Bebens an einer Station dementsprechend mit der Zeit größer würde.

Die folgende Tabelle zeigt Periodenmittelwerte aus aufeinanderfolgenden Stücken von je etwa 9 Minuten der Nachläufer einiger verschiedener charakteristischer Beben. Um eine größere Meßgenauigkeit zu erzielen, als es bei Einzelmessungen möglich ist, sind für diesen Zweck je fünf Perioden auf einmal ausgemessen worden. Eine größere Anzahl Wellen zusammenzufassen, empfiehlt sich nicht, weil es dann ganz unmöglich wäre, Perioden unberücksichtigt zu lassen, die ganz offensichtlich keine Sinusschwingungen sind.

In der Tabelle zeigt jede senkrechte Spalte die Periodenmittelwerte aufeinanderfolgender Stücke von je etwa 9 Minuten Dauer (Reihenfolge von oben nach unten).

Am Kopf steht die betreffende laufende Nummer des Bebens (weiter unten die näheren Daten der einzelnen Beben).

In den kleineren Beben (3 und 4), bei denen die meßbaren Nachläufer nicht lange genug andauerten, um zweimal 9 Minuten zu geben, zeigt der erste Wert die mittlere Periode aus den ersten 9 Minuten, während der zweite Wert die mittlere Periode aus den restlichen Wellen darstellt (bei jedem der Beben etwa 5 Minuten).

	1	2	3	4
	15	16	7.5	8.3
	17	16	8.2	7.8
	15	14	—	—
	16	14	—	—
	16	15	—	—
	16	—	—	—
1. Beben vom	30. August 1917	$(\varphi = 6.5^0; \lambda = 135.5^0)$		
2. " "	14. Juli 1905	$(\varphi = 55^0; \lambda = -120^0)$		
3. " "	26. April 1917	(Mazedonien)		
4. " "	14. März 1917	(Epirus)		

Ein Blick auf diese Tabelle genügt, um zu erkennen, daß an einer Station keine systematische Änderung der mittleren Periode der Nachläufer eines Bebens mit der Zeit erfolgt. Hiernach sind die eben besprochenen Vorstellungen schwerlich den wirklichen Verhältnissen angemessen. Im III. Teil werde ich darauf zurückkommen.

Um für den Versuch einer Erklärung der physikalischen Vorgänge beim Zustandekommen der Erdbebennachläufer weiteres Material zu gewinnen, als es durch Periodenbeobachtungen allein möglich ist, wurden die im folgenden (Teil II) beschriebenen Amplitudenuntersuchungen gemacht.



## II. Teil: Amplitudenuntersuchungen.

In den Aufzeichnungen der Seismographen hängt die wahre Vergrößerung in starkem Maße von der Periode der Störung ab.

Es ist nach E. Wiechert (Theorie der automatischen Seismographen)

$$\mathfrak{B} = \frac{V}{\sqrt{\left|1 - \left(\frac{T}{T_0}\right)^2\right|^2 + 4\left(\frac{T_0}{2\pi\tau}\right)^2\left(\frac{T}{T_0}\right)^2}}$$

$\mathfrak{B}$  = wahre Vergrößerung,

$V$  = Indikatorvergrößerung des Apparates,

$T_0$  = Eigenperiode des ungedämpften Instruments,

$T$  = Periode der Bodenbewegung,

$\frac{T_0}{2\pi\tau}$  = eine von der Dämpfung abhängige Apparatkonstante.

Beschränkt man sich aber bei der Untersuchung auf Wellen gleicher Periode, so gibt die Aufzeichnung eines der üblichen stark gedämpften Seismographen eine direkte Reproduktion der Erdbewegung, die mit einer gewissen, immer gleichen Phasenverschiebung vom Schreibstift aufgezeichnet wird und, mit einem gewissen Faktor ( $1 \cdot \mathfrak{B}^{-1}$ ) multipliziert, die Größe der wahren Bodenbewegung angibt.

In den Nachläuferwellen ist die Periodenkonstanz in weitem Maße erfüllt, so daß das Bild ihrer Aufzeichnung eine ungefähre Vorstellung von der relativen Bewegung zwischen Pendelmasse und Boden vermittelt.

Untersucht man die aufgezeichneten Nachläuferwellen eingehend, so sieht man, daß die Amplituden nicht regelmäßig bis zum Ende hin abnehmen, sondern daß bis zum Schlusse hin Schwingungsmaxima und -minima abwechseln und den Eindruck von Schwebungen erwecken.

Eine zeitliche Analyse der einzelnen Schwingungsmaxima zeigt, daß die Abstände zwischen ihnen im allgemeinen nicht dieselben sind, daß es sich also jedenfalls nicht um Interferenzen zwischen nur zwei annähernd gleichperiodischen Schwingungen handelt, sondern daß die Erscheinung komplizierter ist, vielleicht Interferenzen zwischen einer ganzen Reihe von Schwingungen ähnlicher Perioden darstellt.

Schwebungsinterferenzen könnten entstehen zwischen den Bewegungen des Bodens und den Eigenschwingungen des aufzeichnenden Seismographen. Aber das entspricht nicht der starken Dämpfung der Instrumente, und ferner dürften dann diese Schwebungen nur auftreten bei Perioden, die nahezu der Eigenperiode des Instruments entsprechen. Erfahrungsgemäß jedoch treten solche Amplitudenanschwellungen- und -abnahmen nicht nur in den Nachläufern, deren Periode nahe bei der des Instruments liegt, auf — in Göttingen käme dafür die Häufungsperiode 12 sec in Betracht —, sondern sie zeigen sich in gleichem Maße auch in den Aufzeichnungen mit der viel größeren Häufungsperiode (18 sec). Es kann sich also bei den beobachteten Schwebungen nicht um Interferenzen

einer harmonischen Bodenbewegung mit der schwingenden Pendelmassse handeln. Ein Vergleich der Aufzeichnungen der beiden Horizontalkomponenten zeigt, daß rein äußerlich keine Unterschiede im Schwingungsbild der beiden Komponenten zu erkennen sind, doch liegen im allgemeinen die Schwingungsmaxima in beiden Komponenten zeitlich verschieden, ohne daß sich eine systematische Verschiebung feststellen läßt.

Nimmt man an, daß die einzelnen Maxima durch irgendwelche Interferenzen hervorgerufene Schwebungsmaxima sind, so genügt es, die Abnahme der Größe der Maxima allein zu untersuchen, um eine Anschauung von der gesamten Amplitudenabnahme mit der Zeit zu gewinnen. In der Tat zeigte sich bei einer Reihe von Vergleichsmessungen, daß die Abnahme der Maximalamplituden nach denselben Gesetzen und in derselben Größe erfolgt wie die Abnahme der Amplitudenmittelwerte. Ebenso fand ich auch eine gute Übereinstimmung in den Aufzeichnungen der beiden Horizontalkomponenten, weshalb zur Messung der Amplitudenabnahme mit der Zeit nur eine Komponente herangezogen wurde, und die Abnahme der je größten Amplituden der Schwingungsmaxima mit der Zeit beobachtet wurde. (Im allgemeinen bereitete es keine Schwierigkeiten, in den einzelnen Maxima die wahre Maximalamplitude zu finden.)

Es wurde vermieden, in den Bereich der Untersuchungen Wiederkehrwellen einzubeziehen, weil bei diesen wahrscheinlich neue Umstände mitwirken.

Trug ich die gemessenen Amplituden logarithmisch, die entsprechenden Zeitwerte linear auf, so fand ich, daß die gewonnenen Punkte sich im allgemeinen einigermaßen um eine Gerade gruppieren, die Amplitudenabnahme mit der Zeit also in großen Zügen durch ein  $e$ -Gesetz ausgedrückt werden kann. Ein Maß für die Amplitudenabnahme ist demnach die Relaxationszeit, d. h. die Zeit, in der der Wert der Amplitude auf  $1/e$  des ursprünglichen Wertes gesunken ist.

Die Abweichungen (in einigen Fällen bis 50 Proz.) einzelner Punkte von der den Gesamtvorgang gut darstellenden  $e$ -Kurve deuten darauf hin, daß wir es in den Nachläufern mit einem ziemlich verwickelten Vorgang zu tun haben. Es erscheint wahrscheinlich, daß bei der Abklingung der Amplituden der Erdbebennachläufer verschiedene Faktoren mitwirken.

Umstehende Tabelle 2 gibt eine Übersicht über meine Messungen.

Zur Spalte VI ist zu bemerken, daß die angegebenen Perioden die Perioden der ausgemessenen Amplituden sind. Falls die mittleren Perioden merklich davon abweichen, sind die Werte in Klammern beigelegt.

In der Wahl der zur Auswertung kommenden Beben muß man zu diesem Zwecke sehr vorsichtig sein. Es eignen sich zu Messungen der Amplitudenabnahme nur solche Bebenaufzeichnungen, die nicht durch Bodenunruhe gestört sind. Wegen der mit der logarithmischen Auftragung der Amplituden verbundenen relativen Vergrößerung der kleinen Amplituden und deren Meßfehler ist es nötig, große oder mittlere Beben auszuwählen, um genügend viele Amplituden zu erhalten, die in ihrem Absolutwert so groß sind, daß der nicht zu vermeidende Ablesefehler nicht allzusehr ins Gewicht fällt.

Ich habe einige kleinere Beben zur Ausmessung hinzugezogen, um durch Vergleich mit stärkeren zu prüfen, ob eine Abhängigkeit der Relaxationszeit der Amplitudenabnahme von der Intensität der Bewegung besteht. Es wurde nämlich öfter der Eindruck gewonnen, daß die Amplitudenabnahme am Ende der Nachläufer bei kleineren Amplituden nicht so groß sei als am Anfang, daß also die Abklingungskurve in logarithmischer Auftragung keine Gerade, sondern eine am Schlusse etwas von der Zeitachse abgekrümmte Kurve sei. Diese

Tabelle 2a.

I Datum	II Herd	III Herdentfernung km	IV Maximalamplitude mm	V Relaxationszeit min	VI Periode sec
2. Juni 1905	$\varphi = 34^0$ $\lambda = 132$	8 960	7	11	13.2
11. Juli 1905	$\varphi = 50$ $\lambda = 106$	6 240	23	10	13.2
14. Juli 1905	$\varphi = 45$ $\lambda = 105$	6 540	20	10	12.6
21. Jan. 1906	Japan	9 760	9.2	15	12.6
13. April 1906	$\varphi = 23^0$ $\lambda = 121$	9 300	10.8	11	12.0
24. Nov. 1914	$\varphi = 21$ $\lambda = 142$	etwa 10 300	21	14	15 (13.8)
1. Nov. 1915	nördlich Japan	etwa 9 000	46	13	13.8
30. Jan. 1917	$\varphi = 56^0$ $\lambda = 167$	etwa 8 000	82	13	15
8. Sept. 1918	Nordjapan	etwa 8 700	46	13	15 (13.8)

Tabelle 2b.

I Datum	II Herd	III Herdentfernung km	IV Maximalamplitude mm	V Relaxationszeit min	VI Periode sec
31. Jan. 1906	$\varphi = 1^0$ $\lambda = -82$	10 100	76	19	18
26./27. März 1908	Valparaiso	etwa 9 300	42	11	16.8
15. April 1907	Mexiko	etwa 9 600	82	10—11	16.8
6./7. Aug. 1913	$\varphi = -16^0$ $\lambda = -73$	etwa 11 300	44	23	18 oder größer
3. Okt. 1915	$\varphi = 36$ $\lambda = -118$	etwa 9 000	46	11	16.8 (15)

Unter Amplitude ist die Amplitude in der Seismogrammaufzeichnung verstanden.

scheinbare Krümmung trat jedoch erst bei kleinen Amplitudenwerten ein, wo ein kleiner absoluter Meßfehler einen großen Relativbetrag ausmacht. Deshalb wurde auf eine zahlenmäßige Interpretation dieser Beobachtung verzichtet. Die Ablesegenauigkeit darf bei solchen Messungen — wie wir es schon bei den Periodenmessungen gesehen haben — nicht überschätzt werden. Es ist möglich, daß man geneigt ist, die Amplitudenwerte bei der Messung etwas zu groß anzunehmen, wodurch sich die beobachtete Krümmung in der Abklingungskurve auf systematische Meßfehler zurückführen ließe. Ist die beschriebene Zunahme der Relaxationszeit bei kleineren Amplituden reell, so ist sie auf jeden Fall nicht sehr bedeutend.

Als Ergebnis des Vergleiches der schwächeren mit stärkeren Beben zeigte es sich, daß die kleineren Beben keine aus dem Rahmen der aus größeren Beben gefundenen, herausfallende Relaxationszeiten der Amplitudenabklingung aufweisen. Hiernach scheint also eine Abhängigkeit der Relaxationszeit von der Intensität der Bewegung nicht zu bestehen.

Eine für die Auswertung der Meßergebnisse sehr ins Gewicht fallende Fehlerquelle kann durch sehr geringe Bodenunruhe entstehen, selbst dann, wenn das Aussehen der Wellen noch durchaus regelmäßig ist und die Überlagerungen der kürzerperiodischen Bodenunruhewellen nicht sichtbar werden. Verschiedentlich wurde durch Bodenunruhe ein „Knick“ in der logarithmischen Abklingungskurve vorgetäuscht. Es machte sich von einer gewissen Stelle (8 bis 10 mm Seismogrammamplitude) ab der Einfluß der Bodenunruhe, und zwar bei kleineren Werten immer stärker in dem Sinne geltend, daß die Relaxationszeit plötzlich anzuwachsen schien. Besonders verzerrend wirkten diese Fehler wegen der logarithmischen Darstellung der Amplituden. Eine genaue Untersuchung der Perioden vor und nach dem beobachteten Knick ließ keinerlei Unterschiede erkennen.

Da bis auf eine Ausnahme sich dieser Knick nur bei solchen Beben zeigte, bei denen Bodenunruhe herrschte, kann man annehmen, daß er nicht reell, sondern nur vorgetäuscht ist. Der Ausnahmefall wurde beobachtet bei dem starken Mexikobeben vom 15. April 1907; doch trat er erst beim Absinken der Amplitude unter 3.4 mm auf. Da scheint es nicht ausgeschlossen, daß auch dieser scheinbare Knick auf die weiter oben — bei der Frage der Zunahme der Relaxationszeit mit kleinerer Intensität der Bewegung — besprochene Meßunsicherheit zurückzuführen ist.

Ich habe in Tabelle 2 unter a) und b) zwei den Ergebnissen der Periodenbeobachtungen Roeseners und Wellmanns entsprechende charakteristische Gruppen unterschieden:

- a) japanische (ostasiatische) Beben mit kontinentalem,
- b) amerikanische Beben mit vorwiegend subozeanischem Wellenweg.

Die angegebenen Relaxationszeiten sind als Mittel der gefundenen Punkte sicher auf eine Minute genau.

In der ersten Gruppe scheint keine Abhängigkeit der Relaxationszeiten von der mittleren Periode zu bestehen. Im Gegensatz dazu macht sich in der Gruppe der amerikanischen Beben eine solche Abhängigkeit sehr stark bemerkbar. Den nur wenig größeren Perioden entsprechen bedeutend größere Relaxationszeiten der Amplitudenabnahme. (Erklärungsversuch Teil III.)

Trotzdem erhebliche Unterschiede in den Relaxationszeiten auftreten, besteht keine sichtbare einfache Abhängigkeit, weder von der Periode noch von der Herdentfernung oder der Intensität. Dies weist ebenso wie die bei der Abklingung der Nachläufer eines Bebens in einzelnen Punkten auftretenden Abweichungen von der darstellenden  $e$ -Kurve darauf hin, daß die Nachläufer der Erdbeben keine einfache und einheitliche Erscheinung sind.



### III. Teil: Versuch einer Erklärung der Ergebnisse.

Zur Erklärung der Nachläufer von Erdbeben kann man zwei verschiedene Annahmen machen:

1. die Nachläufer sind Wellen, die vom Herd aus auf verschiedenen Wegen (durch Reflexionen, Brechungen, Beugungen) zur Station gelangen;
2. sie sind die Folge von gedämpften Eigenschwingungen von Schichten.

Für den Fall, daß die Nachläuferwellen auf verschiedenen Wegen zur Beobachtungsstation gelangen, spielen außer der gesetzmäßigen Energieabnahme durch Absorption und der Vergrößerung der Wellenfront infolge der Ausbreitung der Wellen auf der Erdoberfläche wahrscheinlich ganz unregelmäßige, auch statistischen Gesetzen nicht folgende Intensitätsschwächungen durch Reflexionen, Brechungen und Beugungen eine große Rolle, und man hätte unter dieser Annahme sicher keine Gleichförmigkeit in der Amplitudenabnahme zu erwarten. Vor allem aber spricht gegen eine solche Erklärung der Nachläufer, daß die Periode der Nachläufer mit wachsender Herdentfernung zunimmt, während in den Nachläuferaufzeichnungen eines und desselben Bebens an einer und derselben Station kein dementsprechendes, im allgemeinen überhaupt kein Anwachsen der mittleren Perioden mit der Zeit erfolgt.

Sicher gelangen, durch die verschiedenen physikalischen Eigenschaften der von ihnen durchlaufenen Schichten abgelenkt, vereinzelt Wellen auf Umwegen zur Station; doch geben sie für die Gesamterscheinung der Erdbebenachläufer nicht den Ausschlag. Vielleicht werden die beobachteten Unregelmäßigkeiten in dem im übrigen geometrisch-proportionalen Amplitudenabfall durch solche Wellen hervorgerufen.

Die gefundene Amplitudenabnahme der Nachläufer nach einer  $e$ -Funktion deutet darauf hin, daß diese Eigenschwingungen von Schichten sind, die durch Eigendämpfung (innere Reibung) allmählich zur Ruhe kommen.

Wäre das schwingende System eine einheitliche Masse, so würden die Amplituden regelmäßig bis zum Ende hin abnehmen. Schwebungsähnliche Interferenzen würden wenigstens bei den von der Eigenperiode des aufzeichnenden Apparates sehr verschiedenen Perioden nicht beobachtet werden. Da sich aber unregelmäßige Schwebungen auch bei solchen Perioden zeigen, muß man annehmen, daß es sich um Interferenzen zwischen verschiedenartigen Schwingungen derselben Scholle oder benachbarter Schollen handelt. Es ist wahrscheinlich, daß aneinandergrenzende Schollen, falls sie durch einen Stoß oder eine periodische Bewegung (Maximalwellen) zu Schwingungen erregt werden und infolge verschiedener Schichtdicken in verschiedenen Perioden schwingen, sich durch Kopplung gegenseitig beeinflussen und im ganzen ein sehr kompliziertes Schwingungssystem darstellen. Jede Scholle hat an sich das Bestreben, frei zu schwingen, doch nehmen ihre Schwingungen durch die Einwirkungen der Nachbarschollen mit anderen Eigenperioden mehr oder weniger den Charakter von erzwungenen Schwingungen an.

G. Angenheister beschreibt in „Beobachtungen an pazifischen Beben“, S. 20, das Kalabrische Beben vom 8. November 1905:

„In Samoa besaß das Maximum der Hauptphase eine Periode von etwa 18 bis 20 sec. Eine halbe Stunde nach dem ersten Maximum war die Amplitude bei einer nur wenig verringerten Periode kaum vermindert. Es hat den Anschein, als ob die Wellen von 18 bis 20 sec-Perioden in Samoa erst durch Eigenschwingungen der zwischen Kalabrien und Samoa liegenden Erdschollen entstanden sind, und als ob diese Schollen durch Resonanz die ankommende Energie aufgespeichert haben und allmählich wieder ausstrahlen.“

Wahrscheinlich waren die beobachteten Wellen ungestörte Eigenschwingungen einer Scholle großer Mächtigkeit, die mit ihren Nachbarschollen in Resonanz stand oder deren Eigenschwingungen unterdrückte. Die in den Ausführungen Angenheisters nicht angegebene Relaxationszeit der Amplitudenabnahme war sicher sehr groß. Daß im allgemeinen sehr viel kleinere Relaxationszeiten beobachtet werden, scheint zu beweisen, daß für die Abklingung der Erdbebennachläufer die Energieschwächungen durch gegenseitige Störungen benachbarter Schollen einen ganz bedeutenden Einfluß haben. — Durch die Annahme solcher komplizierten Vorgänge wird auch eine Erklärung dafür gegeben, daß die Amplitudenabnahme der Nachläufer nicht in einer einfachen Beziehung durch die Periode bestimmt wird.

Da in den Nachläufern eines Bebens an einer Station keine Zunahme der Perioden mit der Zeit erfolgt, während doch die Nachläufer eines Bebens auf ihrem Wege, also mit der Zeit, größer werden, kann geschlossen werden, daß in einem Gebiet der einmal vorhandene Schwingungscharakter bei einer Störung im wesentlichen erhalten bleibt. Vielleicht sind die beobachteten Häufungsperioden von 12 bzw. 18 sec-Perioden der Eigenschwingungen des Untergrundes im Bereiche von Göttingen.

Man könnte dabei an Oberschwingungen einer Grundperiode von 36 sec (18 erste, 12 zweite Oberschwingung) denken; doch müßte man dann bei einer Schollendicke von etwa 70 km einen leicht beweglichen Untergrund annehmen, was nach neueren Untersuchungen, die unter einer Schichtgrenze von etwa 50 km einen festen Untergrund ergaben, zweifelhaft erscheint.

Wahrscheinlicher ist es, daß die beobachteten Häufungsperioden verschiedenartige Eigenschwingungen eines Gebildes komplizierter Form (der Scholle) sind.

Nehmen wir an, daß in der Erdkruste Schollen verschiedener Dicke und somit verschiedener Eigenperioden unregelmäßig verteilt sind, die sich durch Kopplung gegenseitig beeinflussen, so lassen sich vielleicht einige bei Nachläufern beobachtete Erscheinungen erklären. Es spielt dann beim Zustandekommen der Nachläuferperioden die Erregungsperiode (Periode der anfänglich schwingenden Herdschicht) eine große Rolle, indem sie in starkem Maße durch Resonanz Schichten mit einer ihrer Periode entsprechenden Dicke in Schwingung versetzt, jedoch Schichten mit anderen Perioden nicht erheblich zu Schwingungen anregt. So erklärt es sich, daß für die Nachläuferperioden von Beben aus

demselben Herdgebiet vielfach die Intensität von Einfluß ist. Durch stärkere Beben können schon im Herd mächtigere Schichten in Schwingungen versetzt werden. Ihre (große) Periode dominiert dann von vornherein.

Daß die Nachläuferperioden mit wachsender Herdentfernung im Mittel größer werden, hängt vielleicht damit zusammen, daß die Eigendämpfung in schwingenden festen Massen von der Deformationsgeschwindigkeit, also der Periode abhängt. Die Schwingungen der Schollen mit kleineren Perioden klingen schneller ab als die der Schollen mit größerer Periode. So herrschen mit größerer Herdentfernung die größeren Perioden vor, und die Nachläuferperioden wachsen mit größerer Entfernung im Mittel an.

Der Abhängigkeit der Dämpfung von der Periode scheint zu widersprechen, daß in der Abklingung der Nachläufer an einer Station keine einfache Beziehung zwischen Relaxationszeit und Periode gefunden wird; doch handelt es sich bei den Nachläufern ja nicht um das Abklingen einer einfachen Schwingung, sondern um eine durch Kopplung mit Nachbarschollen sehr verwickelt gestaltete Bewegung.

Wahrscheinlich ist bei den Nachläufern infolge der angenommenen unregelmäßigen Verteilung der Schollen verschiedener Dicke in der Erdrinde die Richtung, aus der die Wellen kommen, von Bedeutung. So mögen die Verschiedenheiten der Relaxationszeiten bei nicht merklich verschiedenen Perioden und gewisse, von Roesener und Wellmann näher beschriebene Unterschiede in den Nachläuferperioden aus verschiedenen Herdgebieten zu erklären sein.

Zu dem vorliegenden Erklärungsversuch der Erdbebennachläufer sind mehr oder weniger unsichere Annahmen über die Beschaffenheit der Erdrinde gemacht worden, die wegen mancher im Laufe der angestellten Nachläuferuntersuchungen beobachteten Ungesetzmäßigkeiten zu einer Deutung nötig erschienen. Trotz solcher zu erwartenden Unregelmäßigkeiten lohnt es sich aber doch vielleicht, die Erdbebennachläufer vor allem auch an anderen Stationen weiter zu untersuchen. Vielleicht gelingt es, auf Grund weiteren Materials eine Entscheidung für oder gegen die in dieser Arbeit zu einem Erklärungsversuch der bisherigen Beobachtungsergebnisse gemachten Annahmen zu fällen.

**Zusammenfassung.** 1. Es zeigt sich, daß die bei Nachläuferperioden zu erzielende Meßgenauigkeit günstigstenfalls auf 1 sec geschätzt werden kann. Aus diesem Grunde, und weil die Ergebnisse der Periodenbeobachtung Roeseners und Wellmanns qualitativ völlig übereinstimmen, erscheint es wahrscheinlich, daß neben der kleineren, von beiden Beobachtern zu 12 sec angegebenen Häufungsperiode auch die größeren von Roesener für Göttingen zu 18, von Wellmann für Hamburg zu 16 sec angegebenen Häufungsperioden in Wirklichkeit gleich groß sind.

2. Eine statistische Abhängigkeit der mittleren Nachläuferperiode von der Herdentfernung besteht in dem Sinne, daß im allgemeinen größeren Herdentfernungen größere Periodenmittelwerte entsprechen.

3. Eine zeitlich systematische Änderung der an einer Station aufgezeichneten Nachläuferperioden eines und desselben Bebens findet nicht statt.



4. Die Amplituden gleichperiodischer Schwingungsmaxima der Nachläufer nehmen in großen Zügen nach einer  $e$ -Funktion mit der Zeit ab.

5. Zu einem Erklärungsversuch der Ergebnisse der bisherigen Nachläuferuntersuchungen wird angenommen, daß in der Erdrinde Schollen verschiedener Dicke unregelmäßig verteilt sind, die — durch einen Stoß oder periodisch (Maximalwellen) — angeregt, gedämpfte Eigenschwingungen ausführen und sich gegenseitig durch Kopplung beeinflussen.

#### Literatur.

Angenheister: Liste der wichtigsten am Samoa-Observatorium von 1913 bis 1920 registrierten Erdbeben. Nachrichten der Ges. d. Wiss. z. Göttingen, math.-phys. Klasse, 1921.

Derselbe: Beobachtungen an pazifischen Beben. Ebenda.

Derselbe: Bestimmung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit und Absorption der Erdbebenwellen, die durch den Gegenpunkt des Herdes gegangen sind. Ebenda 1906.

Fuchs: Freie Schwingungen der Erde. Gerland und Rudolph, Beitr. z. Geophys. 8, 1907.

Gutenberg: Dispersion und Extinktion von seismischen Oberflächenwellen und der Aufbau der obersten Erdschichten. Phys. Zeitschr. 25, 1924.

Love: Lehrbuch der Elastizität. Leipzig und Berlin, Teubner, 1907.

Nagaoka: On Damped Progressive Waves and the Formation of Tail in Distant Earthquakes. Proc. of the Tokio-Physico-Mathematical Society, II, 28.

Reich: Über die Intensität der Hauptphase eines Bebens in ihrer Beziehung zur Tektonik. Nachrichten der Ges. d. Wiss. z. Göttingen, math.-phys. Klasse, 1921.

Roesener: Vergleichende Untersuchungen über die Perioden der Erdbebenwellen mit besonderer Berücksichtigung der Nachläuferwellen. Gerlands Beitr. z. Geophys. 12, 1913.

Wellmann: Untersuchungen über die Perioden der Nachläufer in Fernbebenregistrierungen auf Grund Hamburger sowie geeigneter auswärtiger Beobachtungen. Ungedruckte Dissertation Hamburg.

Wiechert: Theorie der automatischen Seismographen. Abhandl. der Kgl. Ges. d. Wiss. z. Göttingen, math.-phys. Klasse, Neue Folge, II 2.

Derselbe und Zöppritz: Über Erdbebenwellen I und II. Nachrichten der Ges. d. Wiss. z. Göttingen, math.-phys. Klasse, 1907.

## Mitteilungen.

### Einladung zur Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft.

Die Tagung findet statt: vom 26. bis 28. September 1927 in Frankfurt am Main.

#### Vorläufiges Programm:

Sonntag, den 25. September 1927: Begrüßungsabend.

Montag, den 26. September 1927, vormittags: Sitzung des Vorstandes.

Dienstag, den 27. September 1927, nachmittags: Geschäftssitzung (Hauptversammlung).

Mittwoch, den 28. September 1927, nachmittags: Besichtigung des Taunusobservatoriums auf Einladung von Herrn Prof. Dr. Linke.

Vorträge: Montag: Physik der Atmosphäre. Dienstag: Physik des Erdkörpers.  
Mittwoch: Sonstiges.

Anmeldungen von Vorträgen erbeten an folgende Anschrift:

An den Vorsitzenden der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft,  
Met.-Magn. Observatorium, Potsdam.

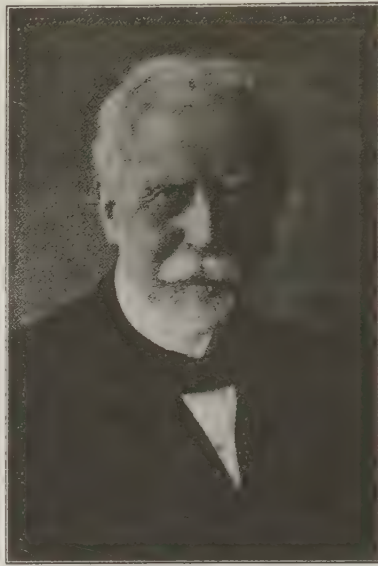
Der Vorsitzende: Ad. Schmidt.



**Karl Mack** vollendet am 29. August 1927 sein siebenzigstes Lebensjahr.

Die Deutsche Geophysikalische Gesellschaft, die ihn zu ihren Gründern und Vorstandsmitgliedern zählen darf, nimmt gern diesen Anlaß wahr, dem hochverehrten Kollegen ihre herzlichen Glückwünsche auszusprechen und ihm zu danken für seine wissenschaftlichen und persönlichen Leistungen.

Fast 40 Jahre lang hat Mack an der Hohenheimer Landwirtschaftlichen Hochschule die Physik mit der Meteorologie und Klimatologie vertreten, bis zu seiner Emeritierung als ordentlicher Professor am 1. Oktober 1925. Wie er hier als fruchtbarer Lehrer und als Organisator zum Besten der Hochschule gewirkt hat, darauf kann an dieser Stelle nur nebenbei hingewiesen werden. Von geophysikalischer Beden-



über die sogenannten Weltbeben, deren Oberflächenwellen die Erde mehrfach umkreisen, und seine Untersuchungen über das große süddeutsche Beben vom 16. November 1911.

Andere wichtigere Arbeiten Macks behandeln das Klima von Hohenheim auf Grund vieljähriger Beobachtungen der Meteorologischen Station und beschäftigen sich auch mit Wolkenstudien, besonders mit Wirbeln, die bei der Bildung von Wolken vorkommen.

Noch langes befriedigendes Weiterwirken und heitere Lebensfreude in geistiger und körperlicher Frische, ungestört von den Plagen des Alters, mögen dem auch ob seiner Liebenswürdigkeit allverehrten Jubilar beschieden sein!

I. A.: Wigand.

### Wilhelm Milch †.

Dr. phil. nat. Wilhem Milch, Privatdozent an der Universität Frankfurt und Leiter des Flugwetterdienstes daselbst, verunglückte bei einem dienstlichen Fluge am 27. Juli tödlich. Der erst 27jährige junge Gelehrte hat durch eine verhältnismäßig große Zahl von Veröffentlichungen auf dem Gebiete der Meteorologie, insbesondere der meteorologischen Optik, die von tiefer Einsicht in die Natur der Erscheinungen und von großem Geschick in der theoretischen Behandlung physikalisch verwickelter Vorgänge Zeugnis geben, die Aufmerksamkeit der Fachwelt auf sich gezogen. Große Hoffnungen, zu denen er offenbar berechtigte, sind mit ihm zu Grabe getragen. Das Meteorologisch-Geophysikalische Institut in Frankfurt verlor mit ihm einen seiner bedeutendsten Mitarbeiter.

„Im Namen des Universitätsinstituts für Meteorologie und Geophysik

F. Linke, Direktor.“

### Adressenänderungen.

36. GEUSSENHAINER, O., Dr., Göttingen, Lotzestraße 10.

\*74. MACK, K., Prof. Dr., Stuttgart-Degerloch, Werastraße 33.

Die Schriftleitung: Prof. Dr. G. Angenheister, Abteilungsvorsteher am Preuß. Geodät. Inst. Potsdam.

# Die Bestimmung von Lage und Ausdehnung einfacher Massenformen unter Ver- wendung von Gradient und Krümmungsgröße\*).

Von Karl Jung. — (Mit achtzehn Abbildungen.)

Nikiforov, Meisser und andere veröffentlichten Methoden zur Bestimmung von Lage und Gestalt unterirdischer Masseneinbettungen aus dem mit der Eötvösschen Drehwage gemessenen Verlauf des Gradienten. Darüber hinausgehend werden in der vorliegenden Arbeit graphische und rechnerische Verfahren abgeleitet, die außer dem Gradienten auch die Krümmungsgröße benutzen, um einfache Formen „zweidimensionaler“ Einbettungen zu bestimmen, d. h. solcher Einbettungen, die die Gestalt eines sehr langen, horizontal gelagerten Zylinders oder Prismas mit beliebigem Querschnitt haben. Es werden Probleme mit zwei oder drei Unbekannten behandelt. In den einfacheren Fällen (Kreisquerschnitt, senkrechte Stufe, senkrecht aufsteigender Spalt) ist die Verwendung von Krümmungsgröße oder Gradient allein ausreichend, dagegen erfordert eine einfache Bestimmung der Einbettungen mit drei Unbekannten (rechteckiger Querschnitt, schiefe Stufe, schief aufsteigender Spalt) die gemeinsame Verwendung von Krümmungsgröße und Gradient. In den erstgenannten Fällen werden gebrauchsfertige Formeln gebracht. In den anderen Fällen jedoch erweisen sich ganz oder teilweise graphische Methoden als besonders vorteilhaft, die in für die Praxis gebrauchsfertigen Diagrammen wiedergegeben sind. Bei der praktischen Anwendung muß der Dichteunterschied der Einbettung gegen ihre Umgebung bekannt sein. Ferner wird eine ungefähre Anschauung von der Gestalt der Einbettung vorausgesetzt. Anhaltspunkte hierfür geben schon der allgemeine Verlauf der Krümmungsgröße und des Gradienten. In manchen Fällen ergeben sich Kriterien, die die Entscheidung gestatten, ob die vorläufig angenommene Gestalt der Einbettung tatsächlich vorhanden und die genauere Bestimmung nach einer der angeführten Methoden möglich ist. In beschränktem Maße ist eine Anwendung der Methoden auch auf dreidimensionale Einbettungen gestattet, deren Gestalt durch die Rotation des Querschnitts der entsprechenden „zweidimensionalen“ Einbettung entsteht.

## I. Die Aufgabe.

1. Der Gehängeschwerpunkt  $O$  der Drehwage sei der Anfangspunkt eines Koordinatensystems. Die  $Z$ -Achse zeigt in Richtung der Schwerkraft, also senkrecht zur Niveauläche, während die  $X$ -Achse und die  $Y$ -Achse Tangenten

---

\*) Diese Arbeit bildet den dritten und letzten Teil der in der Fußnote auf S. 137 erwähnten Dissertation. Sie ist im Geodätischen Institut zu Potsdam auf Anregung von Herrn Prof. Angenheister entstanden und von der Math.-Nat. Fakultät der Universität Göttingen angenommen. Die beiden ersten Teile der Dissertation befinden sich auf S. 137 und S. 201 dieser Zeitschrift.

an die Niveaulfläche sind. Das Schwerepotential in  $O$  sei  $U$ . Dann werden mit der Drehwaage bekanntlich die folgenden Größen gemessen:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial x^2}, \quad \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y}; \dots \dots \dots (a)$$

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z}, \quad \frac{\partial^2 U}{\partial y \partial z} \dots \dots \dots (b)$$

Die unter (a) angegebenen Größen geben Auskunft über die Krümmungen der Niveaulfläche und werden deshalb unter dem Namen „Krümmungsgröße“ zusammengefaßt; die unter (b) angeführten Größen bilden den „Gradienten“ und geben die Veränderlichkeit der vertikalen Schwerekomponente beim Fortschreiten in horizontaler Richtung an. Näheres hierüber befindet sich in allen eingehenderen Abhandlungen über die Drehwaage — z. B. bei Eötvös<sup>1)</sup> <sup>2)</sup>, Nikiforov<sup>3)</sup> <sup>4)</sup> <sup>5)</sup> und anderen — und soll hier nicht weiter besprochen werden.

Das Schwerepotential  $U$  setzt sich zusammen aus dem Schwerepotential  $U_0$  der homogen geschichteten, rotierenden Erde, der Terrainwirkung  $U_T$  und dem Potential  $U_S$  etwaiger Masseneinbettungen, die die Homogenität der Erdkruste stören.

$$U = U_0 + U_T + U_S.$$

Die zweiten Differentialquotienten von  $U_0$  sind bekannt und können von jeder Drehwagenmessung subtrahiert werden. Die Terrainkorrektur beseitigt den Einfluß der Unebenheiten des Geländes, so daß der Rest nur von den unterirdischen Einbettungen abhängt.

Ist die Masseneinbettung bekannt, so liegt im Prinzip keine Schwierigkeit vor, Krümmungsgröße und Gradient in allen Punkten der Oberfläche auf graphischem oder rechnerischem Wege zu ermitteln. In der Praxis jedoch liegt das inverse Problem vor: aus dem bekannten Verlauf von Krümmungsgröße und Gradient soll Form und Dichte der Einbettung bestimmt werden.

Mathematisch ist dies Problem nicht eindeutig. Kann man jedoch von vornherein einige Aussagen über die Masseneinbettung machen, so ist es vielfach möglich, weitere Einzelheiten eindeutig zu erhalten. So kennt man in vielen Fällen den Dichteunterschied der Einbettung gegen ihre Umgebung, und oft hat man eine rohe Vorstellung von ihrer Gestalt, z. B. ob eine senkrechte oder schiefe Stufe, ein senkrecht aufsteigender Spalt oder sonst eine geometrisch leicht zu beschreibende Einbettungsform vorliegt. Im folgenden soll gezeigt werden, wie bei Kenntnis des Dichteunterschieds und einer ungefähren Anschauung von der Gestalt der Einbettung weitere Einzelheiten aus dem Verlauf der Krümmungsgröße und des Gradienten gefunden werden können.

2. Man kann bei der Lösung der soeben formulierten Aufgabe indirekt vorgehen, indem man hinreichend viele, den natürlichen Verhältnissen einigermaßen angepaßte Massenanordnungen auswählt, für diese den Verlauf von Krümmungsgröße und Gradient bestimmt, diesen Verlauf aufzeichnet und



schließlich die durch Messung in der Natur erhaltenen Resultate damit vergleicht. Versuche, auf diese Art die unter der Erdoberfläche vorhandenen Massen zu bestimmen, sind vielfach unternommen worden, von denen die veröffentlichten in der Literaturübersicht von Ambronn<sup>6)</sup> zu finden sind \*).

Seltener ist man direkt vorgegangen und hat aus den Eigentümlichkeiten des Verlaufs von Krümmungsgröße und Gradient — Lage und Betrag der Extreme, Lage der Nullstellen usw. — die Einzelheiten der Massenanordnung zu bestimmen versucht. So gibt Meisser<sup>7)</sup> eine Methode zur Bestimmung der Tiefe des Mittelpunkts einer kugelförmigen Einbettung, und Nikiforov<sup>8)</sup> bringt Verfahren, die die Lage und Ausdehnung „zweidimensionaler“ Massenanordnungen zu bestimmen gestatten, d. h. solcher Einbettungen, die sich längs einer der horizontalen Koordinaten nach beiden Seiten ins Unendliche erstrecken. Meisser und Nikiforov verwenden nur den Gradienten und lassen die Krümmungsgröße unberücksichtigt \*\*). Bei den im folgenden auszuführenden Methoden sollen Krümmungsgröße und Gradient gemeinsam herangezogen werden. Hierdurch wird es möglich, teils über die Ergebnisse Nikiforovs hinauszugehen, teils die Methoden zu vereinfachen.

Die Verwendung der Krümmungsgröße bedingt genauere Terrainkorrekturen, wie oftmals erwähnt und von Berroth<sup>9)</sup> zahlenmäßig ausgeführt wurde. Diese Tatsache mag von der Berücksichtigung der Krümmungsgröße abschrecken und ist vielleicht eher ein stichhaltiger Grund als ihre Eigenschaft, nicht so anschaulich vorstellbar zu sein wie der Gradient. Letztere Schwierigkeit ist nur eine scheinbare, da man sich auf den Standpunkt stellen kann, daß Krümmungsgröße und Gradient zwei durch die Messungen gegebene Größen sind, deren Verlauf je nach der Art der Einbettung charakteristische Merkmale zeigt und deren mathematisch-geodätische Bedeutung für die praktische Verwendung zunächst unberücksichtigt bleiben kann. Um dies auch äußerlich auszudrücken, soll bei den im folgenden zu entwickelnden Methoden die Krümmungsgröße mit „ $K$ “ und der Gradient mit „ $G$ “ bezeichnet werden, so daß die zweiten Differentialquotienten von  $U$  als Bezeichnungen nicht mehr vorkommen.

## II. Annahmen und Vereinfachungen.

1. Wie bereits angedeutet, können die Ergebnisse von Drehwagenmessungen stets von dem Anteil, den das homogene rotierende Erdellipsoid und die Geländeunebenheiten hervorrufen, befreit werden. Wenn dies mit hinreichender Genauigkeit geschehen ist, enthält das Resultat nur den Einfluß der unter der Erdoberfläche befindlichen Einbettungen. Es genügt also, diese allein zu betrachten. Hierzu ist es ausreichend, wenn man die Erdoberfläche eben annimmt.

\*) Anmerkung bei der Korrektur: Sehr schöne Beispiele der indirekten Methode finden sich in der kürzlich erschienenen Arbeit von M. Matuyama<sup>9)</sup>. Leider ist die Anzahl der mit der Drehwaage vermessenen Stationen zu gering, um die Genauigkeit der Methode voll auszunutzen.

\*\*) Anmerkung bei der Korrektur: Eine neue Veröffentlichung von J. Koenigsberger<sup>10)</sup> behandelt die senkrechte Stufe unter alleiniger Verwendung des Gradienten.



2. Die zu entwickelnden Methoden beziehen sich auf Einbettungen von bestimmter geometrischer Gestalt. Die Ausarbeitung der Methoden geschieht ohne Rücksicht darauf, daß die in der Natur vorkommenden Einbettungen in den seltensten Fällen genau diese Formen aufweisen. Dies beeinträchtigt die Anwendungsmöglichkeit, und die Entscheidung, ob eines der folgenden Verfahren anwendbar ist, muß dem Praktiker überlassen bleiben.

3. Um möglichst einfache Verhältnisse zu haben, werden nur homogene Einbettungen in Betracht gezogen. Es liegt also nur ein Dichteunterschied vor.

4. Der Dichteunterschied der Einbettung gegen ihre Umgebung und ihre ungefähre geometrische Gestalt werden als bekannt vorausgesetzt. Die Annahme der ungefähren Gestalt ist nicht ganz willkürlich: wichtige Anhaltspunkte gibt der allgemeine Verlauf von Krümmungsgröße und Gradient (s. u.).

5. Es werden nur „zweidimensionale“ Massenanordnungen betrachtet, das sind solche Einbettungen, die sich längs einer der horizontalen Koordinaten, z. B. der  $Y$ -Koordinate, ins Unendliche erstrecken, d. h. die Form eines unendlich langen, horizontal gelagerten Zylinders haben. Wie bereits mehrfach ausgeführt (S. 139 und 210 in dieser Zeitschrift), hängt die Wirkung solcher Massenanordnungen nur von deren Querschnitt, einem zweidimensionalen Gebilde, ab und ist von der  $Y$ -Koordinate unabhängig.

Hierdurch ergeben sich Vereinfachungen. Sämtliche Differentialquotienten, in denen  $y$  vorkommt, sind gleich Null, Krümmungsgröße und Gradient werden durch je eine Größe dargestellt. Bedeutet  $\gamma$  die Gravitationskonstante ( $= \frac{200}{3} \cdot 10^{-9}$ ),  $\sigma$  den Dichteunterschied der Einbettung gegen ihre Umgebung, so gilt an der Erdoberfläche ( $z = 0$ ):

$$U = 2\gamma\sigma \cdot \iint_F \ln \frac{1}{\sqrt{(x-\xi)^2 + \xi^2}} d\xi d\xi,$$

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = 2\gamma\sigma \cdot K = 2\gamma\sigma \cdot \iint_F \frac{(x-\xi)^2 + \xi^2}{[(x-\xi)^2 + \xi^2]^2} d\xi d\xi,$$

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z} = 2\gamma\sigma \cdot G = -2\gamma\sigma \cdot \iint_F \frac{2(x-\xi)\xi}{[(x-\xi)^2 + \xi^2]^2} d\xi d\xi.$$

Zu integrieren ist über den Querschnitt  $F$ .

### III. Koordinatensystem, Bezeichnungen.

1. Am einfachsten legt man ein mit der Erde verknüpftcs Koordinatensystem zugrunde, in dessen  $XZ$ -Ebene sich der Querschnitt der Einbettung befindet. Die  $X$ -Achse liegt in der Erdoberfläche, die  $Z$ -Achse zeigt hierzu rechtwinklig nach unten, der Koordinatenanfang kann auf der  $X$ -Achse beliebig gewählt werden.

Strenggenommen ist das nicht ohne weiteres zulässig, denn die Drehwagemessungen beziehen sich auf Koordinaten  $(\bar{X}, \bar{Z})$ , die nicht mit der Erde, sondern mit der Niveauläche verknüpft sind, da die  $\bar{Z}$ -Achse in Richtung der Schwerkraft liegt und die  $\bar{X}$ -Achse die Niveauläche berührt (Fig. 1). Die beiden Systeme unterscheiden sich in der für die zweiten Differentialquotienten des Schwerepotentials belanglosen Lage des Nullpunkts und in der Richtung der Achsen. Nimmt man den einfachsten Fall an, daß die Y-Achsen gleichgerichtet sind, so sind die beiden anderen Achsen gegeneinander um den Winkel  $\lambda$  der Lotabweichung gedreht. Zwischen den beiden Koordinatensystemen besteht dann folgende Beziehung:

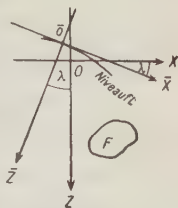


Fig. 1.

$$x = \cos \lambda \cdot \bar{x} - \sin \lambda \cdot \bar{z}, \quad z = \sin \lambda \cdot \bar{x} + \cos \lambda \cdot \bar{z}.$$

Für Krümmungsgröße und Gradient ergibt sich hieraus:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 U}{\partial \bar{x}^2} &= \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \cdot \cos 2\lambda + \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z} \cdot \sin 2\lambda, \\ \frac{\partial^2 U}{\partial \bar{x} \partial \bar{z}} &= \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z} \cdot \cos 2\lambda - \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \cdot \sin 2\lambda, \end{aligned}$$

wobei die bei „zweidimensionalen“ Massenanordnungen gültige Beziehung  $\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 0^*)$  benutzt worden ist.  $\lambda$  ist sehr klein, daher läßt sich schreiben:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 U}{\partial \bar{x}^2} &= \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + 2\lambda \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z}, \\ \frac{\partial^2 U}{\partial \bar{x} \partial \bar{z}} &= \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z} - 2\lambda \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial x^2}. \end{aligned}$$

Man kann theoretisch Fälle angeben, in denen die Lotabweichung Werte annimmt, die nicht vernachlässigt werden dürfen. In fast allen praktisch vorkommenden Fällen jedoch bleibt sie noch unter  $0.5'$ . Damit erreicht bei den in der Natur vorkommenden Beträgen von  $\frac{\partial^2 U}{\partial x^2}$  und  $\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z}$  keines der  $\lambda$  enthaltenden Glieder den Betrag von 1 E (1 Eötvös =  $10^{-9}$  cgs), den man als äußerste Genauigkeit der Drehwage annehmen kann. Somit kann man unbedenklich setzen:  $\frac{\partial^2 U}{\partial \bar{x}^2} = \frac{\partial^2 U}{\partial x^2}$ ,  $\frac{\partial^2 U}{\partial \bar{x} \partial \bar{z}} = \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z}$ , und die Berechnungen sind unmittelbar mit den Drehwagemessungen vergleichbar.

\*) Man könnte geneigt sein,  $\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 2\omega^2$  zu setzen [ $\omega$  = Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation]. Dies ist jedoch nicht statthaft, da der Einfluß der Zentrifugalkraft als bereits wegkorrigiert angenommen ist.

2. Folgende Bezeichnungen werden ständig vorkommen:

$K = \frac{1}{2\gamma\sigma} \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial x^2}$ ,  $G = \frac{1}{2\gamma\sigma} \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z}$ : Krümmungsgröße und Gradient dividiert durch  $2\gamma\sigma$  (siehe unten);

$K_{ma}$ ,  $K_{mi}$ ,  $G_{ma}$ ,  $G_{mi}$ : Maxima und Minima von  $K$  und  $G$ ;

$K_e$ ,  $G_e$ : die Extremwerte, wenn zwischen Maximum und Minimum nicht unterschieden werden muß;

$K_0$ ,  $G_0$ :  $K$  und  $G$  im Koordinatenanfang, wenn dort keine Extremwerte vorliegen;

$X_{ma}$ ,  $X_{mi}$ ,  $X_e$ ,  $x_{ma}$ ,  $x_{mi}$ ,  $x_e$ : Abszissen von  $K_{ma}$ ,  $K_{mi}$ ,  $K_e$ ,  $G_{ma}$ ,  $G_{mi}$ ,  $G_e$ ;

$X$ : die Abszisse, wo  $K$  durch Null geht, wenn dies nicht im Koordinatenanfang der Fall ist;

$G_X$ : Betrag von  $G$  für  $x = X$ .

Absolutwerte werden wie üblich durch senkrechte Striche gekennzeichnet.

$\gamma$ ,  $\sigma$ : Gravitationskonstante und Dichteunterschied der Einbettung gegen ihre Umgebung;

$t$ ,  $T$ : die Tiefe, in der die Einbettung beginnt, und die, bis zu der sie reicht;

$r_m$ : bei geradlinig begrenzten Querschnitten die Entfernungen vom Aufpunkt zu den Ecken;

$\varphi_n$ : Gesichtswinkel, unter denen die Begrenzungslinien geradlinig begrenzter Querschnitte vom Aufpunkt aus erscheinen;

$R$ ,  $\Phi$ : spezielle Werte von  $r$  und  $\varphi$ ;

$\alpha$ : Böschung- und Einfallswinkel der unterirdischen Massenanordnungen.

#### IV. Geometrisch ähnliche, spiegelbildlich gleiche und äquivalente Massenanordnungen, Symmetrieeigenschaften.

1. Die Dimension des Schwerepotentials\*) ist  $[U] = \left[ \gamma \frac{m}{l} \right]$ , die Dimension der Krümmungsgröße also  $\left[ \gamma \frac{m}{l^3} \right]$ . Hieraus folgt, daß für geometrisch ähnliche Massenanordnungen  $A$  und  $B$  die Krümmungsgröße in einander entsprechenden Punkten gleich ist. Das gleiche gilt für den Gradienten.  $K_A(x) = K_B(nx)$ ,  $G_A(x) = G_B(nx)$ . Diese Tatsache erlaubt, die Bestimmung der geometrischen Gestalt von der der wahren Größe zu trennen, ein Vorteil, von dem mehrfach Gebrauch gemacht werden soll.

2. Bei Massenanordnungen  $A$  und  $B$ , die in bezug auf die  $Z$ -Achse spiegelbildlich gleich sind, gelten die folgenden Beziehungen:

$$K_A(x) = K_B(-x), \quad G_A(x) = -G_B(-x).$$

---

\*) = Potential der Schwerebeschleunigung.

3. Horizontal gelagerte, von parallelen Ebenen begrenzte Schichten, die sich nach allen Seiten ins Unendliche ausdehnen, üben bekanntlich keine Wirkung auf die Krümmungsgröße und den Gradient aus. Eine solche Schicht kann also zu jeder Massenanordnung hinzu addiert oder von ihr subtrahiert werden; Einbettungen, die sich nur durch das Hinzukommen oder Fehlen einer solchen Schicht unterscheiden, sind äquivalent. Beispiele äquivalenter Massenanordnungen zeigt Fig. 2.

Die angeführten Beziehungen und Eigenschaften gestatten, verschiedenartige Einbettungsformen gemeinsam zu behandeln, und erleichtern die Bestimmung von deren Lage und Ausdehnung.

4. Ihrer Symmetrie nach kann man die Einbettungen in drei Gruppen einteilen: symmetrische, antisymmetrische und asymmetrische.

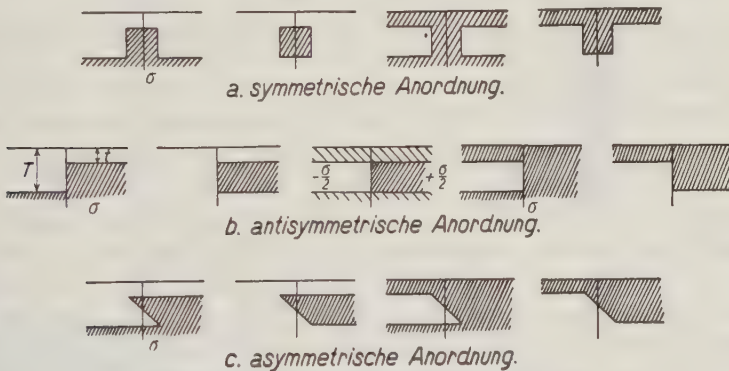


Fig. 2. Äquivalente Massenanordnungen.

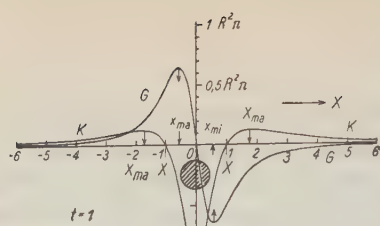
Bei den symmetrischen Massenanordnungen [Fig. 2 a, Fig. 3 a\*), c, d] kann man den Koordinatenanfangspunkt so wählen, daß der Querschnitt zur Z-Achse symmetrisch ist. Die Krümmungsgröße dieser Massenanordnungen hat dann im Koordinatenanfang ein Extremum, der Gradient geht an dieser Stelle durch Null. Ferner gilt

$$K(x) = K(-x), \quad G(x) = -G(-x).$$

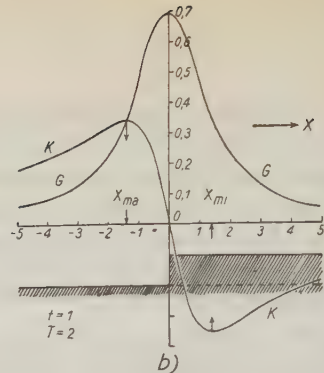
Bei den antisymmetrischen Massenanordnungen liegen zwischen den Tiefen  $t$  und  $T$  auf der einen Seite der Z-Achse Teile des Querschnitts, wo sich auf der anderen Seite der Z-Achse Punkte befinden, die nicht zum Querschnitt

\*) Die Fig. 3 a bis h sind nach den später angeführten Formeln für  $K$  und  $G$  berechnet unter Annahme der den Figuren beigefügten Größenverhältnisse. Der Maßstab der eingezeichneten Einbettung ist nach Tiefe und Breite derselbe, die Einheit ist beliebig. Bei den Kurven ist die Einheit der Abszisse dieselbe wie bei den Massen, auf der Ordinatenachse entspricht der Einheit ein Betrag von  $\frac{1}{2\gamma\sigma} E$  ( $1 E = 1 \text{ Eötvös} = 10^{-9} \text{ cgs}$ ).

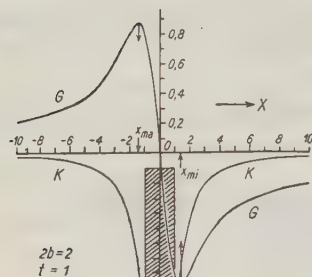




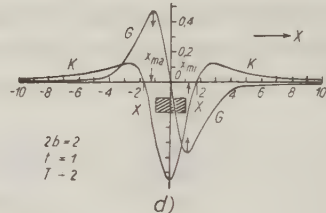
a)



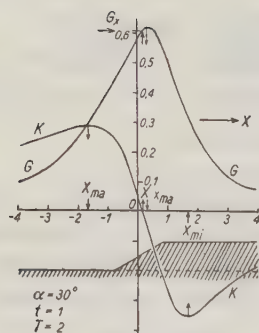
b)



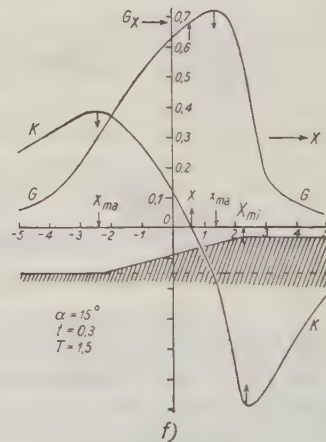
c)



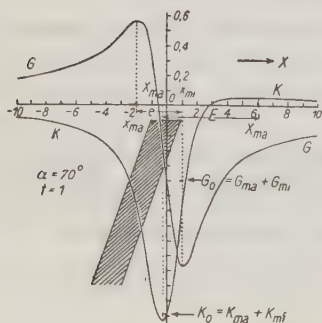
d)



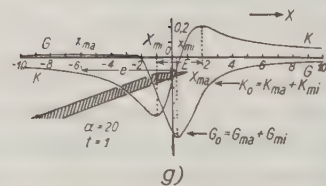
e)



f)



g)



h)

Fig. 3.

gehören, und umgekehrt. Bei diesen Anordnungen geht die Krümmungsgröße im Koordinatenanfang durch Null, und der Gradient hat ein Extremum. Es gilt

$$K(x) = -K(-x), \quad G(x) = G(-x).$$

Für einfache Massenanordnungen, wie die in Fig. 3 angegebenen, sind diese Sätze leicht zu beweisen und anschaulich zu erfassen. Sie gelten auch für komplizierte Querschnitte, wie man zeigen kann, indem man diese Querschnitte in geeigneter Weise durch Treppenvpolygone annähert.

Krümmungsgröße und Gradient asymmetrischer Einbettungen (Fig. 2 c, Fig. 3 e, f, g, h, i) zeigen keine Symmetrie. Kommt die Massenanordnung einer symmetrischen oder antisymmetrischen nahe, so haben Krümmungsgröße und Gradient angenähert die diesen Einbettungen entsprechenden Eigenschaften.

## V. Die Bestimmung von $K$ und $G$ aus den Messungsergebnissen.

1. Nur wenn von vornherein das Instrument so orientiert war, daß das Azimut seiner Anfangsstellung mit der  $X$ -Richtung zusammenfällt, geben die Messungen die Beträge von  $\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = 2\gamma\sigma \cdot K$  und  $\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z} = 2\gamma\sigma \cdot G$ .

2. Meist jedoch wird die Erstreckung der Einbettung am Anfang nicht schon so weit bekannt sein, daß man das Instrument danach orientieren kann. In diesem Falle ist folgendermaßen zu verfahren:

Man trägt, wie es bereits seit Eötvös<sup>1)</sup> 2) üblich ist, den Gradienten als gerichteten Pfeil in die Karte des vermessenen Gebiets ein und die Krümmungsgröße als gerichtete Strecke. Der Pfeil zeigt die Richtung an, in der sich beim Fortschreiten auf der (ebenen und horizontalen) Erdoberfläche die vertikale Komponente ( $g_z$ ) der Schwerkraft am schnellsten ändert, und seine Länge ist gleich der Änderung pro Zentimeter  $\left(\frac{\partial g}{\partial s}\right)$ . Die Strecke zeigt die Richtung der größten Hauptkrümmung ( $k_1$ ) der Niveaufläche, ihre Länge gibt die Differenz der beiden Hauptkrümmungen ( $k_1 - k_2$ ). Auf das Vorzeichen der Krümmungen muß hierbei geachtet werden: eine negative Krümmung ist stets kleiner als eine positive, auch wenn letztere den kleineren Absolutbetrag hat.

„Zweidimensionale“ Einbettungen zeigen sich dadurch an, daß die Gradientenpfeile überall gleich oder einander entgegengesetzt gerichtet sind, während die die Krümmungsgröße darstellenden Strecken entweder den Gradienten gleichgerichtet sind oder mit ihnen einen rechten Winkel bilden. Wählt man eine der Gradientenrichtungen zur Richtung der positiven  $X$ -Achse, so geben die Pfeillängen die Beträge von  $\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z} = 2\gamma\sigma \cdot G$  oder  $-\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z} = -2\gamma\sigma \cdot G$ , je nachdem, ob die Pfeilspitzen in die Richtung der positiven  $X$ -Achse weisen

oder entgegengesetzt. Sind Krümmungsgröße und Gradient gleichgerichtet, so gibt die Länge der Strecken den Betrag von  $\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = 2\gamma\sigma.K$ , im anderen Falle den von  $-\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = -2\gamma\sigma.K$ .

## VI. Graphische und rechnerische Methoden zur Bestimmung von Lage und Ausdehnung einfacher zweidimensionaler Massenformen.

1. Um die Übersichtlichkeit in der Darstellung der nun zu entwickelnden Methoden nicht zu beeinträchtigen, wird von einer ausführlichen Wiedergabe der mathematischen Berechnungen abgesehen. Die Formeln für  $K$  und  $G$  werden stets auf die gleiche Weise durch Integration der auf S. 260 angeführten Ausdrücke über den Querschnitt  $F$  der jeweils betrachteten Massenform erhalten. Die Bestimmung der Extremwerte, der zugehörigen Abszissen usw. wird nur dann genauer angegeben, wenn ein von dem üblichen Weg abweichendes Verfahren besonderen Vorteil bietet.

2. Die Aufgabe ist nun folgende. Aus dem Verlauf von  $K$  und  $G$  soll der Ort, die Tiefe und die Form der Einbettung bestimmt werden. Zuerst kann man den Ort festlegen, indem man ein Koordinatensystem mit der Masse verknüpft und die Lage dieses Systems zu den Abszissen bevorzugter Punkte der Kurven feststellt, Tiefe und Form werden sodann aus weiteren Nullstellen und Extremwerten gefunden.

Bei Querschnitten mit geradliniger Begrenzung hängt die Krümmungsgröße eng mit dem Gesichtswinkel zusammen, unter dem die Begrenzungslinien vom Aufpunkt aus erscheinen, der Gradient steht im Zusammenhang mit den Verhältnissen der Entfernungen von den Ecken zum Aufpunkt. Diese Beziehungen weisen auf den Weg zum einfachsten Verfahren.

Außer dem Orte der Einbettung enthalten die Fälle  $A$ ,  $B$ ,  $C$  (Kreisquerschnitt, senkrechte Stufe, senkrecht aufsteigender Spalt) zwei, die Fälle  $D$ ,  $E$ ,  $F$  (rechteckiger Querschnitt, schiefe Stufe, schief aufsteigender Spalt) drei zu bestimmende Größen. Es wird sich zeigen, daß man in den erstgenannten Fällen mit der Krümmungsgröße oder dem Gradienten allein auskommen kann, während in den komplizierteren Fällen wegen des Auftretens der dritten Unbekannten nur eine gemeinsame Verwendung von Krümmungsgröße und Gradient auf einfachem Wege zum Ziele führt.

3. Die scheinbar regellose Abwechslung von graphischen und rechnerischen Methoden hat ihren Grund darin, daß sich jedes Verfahren auf einen Spezialfall bezieht und jeder Spezialfall seine besondere Eigenheiten aufweist, deren geschickte Benutzung wesentliche Vereinfachungen mit sich bringt. Es soll weder ein Anspruch auf restlose Vollständigkeit erhoben sein, noch soll behauptet werden, daß in allen Fällen die vorteilhafteste Methode tatsächlich gefunden ist.

**A. Kreisförmiger Querschnitt** (Fig. 3 a). 1. Die  $Z$ -Achse möge durch den in der Tiefe  $t$  liegenden Mittelpunkt des Querschnitts gehen. Der Radius des Kreisquerschnitts wird mit  $H$  bezeichnet.

$$K = H^2 \pi \cdot \frac{x^2 - t^2}{r^4}, \quad r^2 = x^2 + t^2 \dots \dots \dots (1)$$

$$G = -H^2 \pi \cdot \frac{2xt}{r^4} \dots \dots \dots (2)$$

Im Koordinatenanfang ist  $G = 0$ ,  $K$  hat ein Minimum. Man berechnet:

$$|X| = t, \dots \dots \dots (3)$$

$$|X_{ma}| = \sqrt{3} \cdot t = 1.732 \cdot t, \dots \dots \dots (4)$$

$$|x_e| = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot t = 0.578 \cdot t, \dots \dots \dots (5)$$

$$H = \sqrt{\frac{1}{\pi}} \cdot \sqrt{|K_{mi}|} \cdot t = 0.564 \cdot \sqrt{|K_{mi}|} \cdot t, \dots \dots \dots (6)$$

$$H = \sqrt{\frac{8}{\pi}} \cdot \sqrt{K_{ma}} \cdot t = 1.596 \cdot \sqrt{K_{ma}} \cdot t, \dots \dots \dots (7)$$

$$H = \sqrt{\frac{8}{3\sqrt{3} \cdot \pi}} \cdot \sqrt{|G_e|} \cdot t = 0.700 \cdot \sqrt{|G_e|} \cdot t \dots \dots \dots (8)$$

Die Bedeutung von  $X$ ,  $X_{ma}$ ,  $x_e$  usw. ist auf S. 262 angegeben.

Man bestimmt zuerst aus einer der Formeln (3) bis (5) die Tiefe  $t$  und dann aus einer der Formeln (6) bis (8) den Radius  $H$ . Hiermit ist der Querschnitt bekannt.

Im Prinzip sind Krümmungsgröße und Gradient gleichwertig. Jedoch werden in der Praxis die Formeln (5), (6) und (8) den anderen vorzuziehen sein, da die in diesen Formeln auftretenden Größen sich genauer messen lassen.

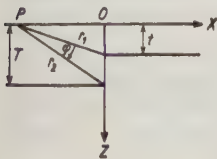


Fig. 4.

2. Der kreisförmige Querschnitt verlangt folgende Beziehungen:

$$|X| : |X_{ma}| : |x_e| = 1 : 1.732 : 0.578, \dots (9)$$

$$|K_{mi}| : K_{ma} : |G_e| = 1 : 0.125 : 0.650 \dots (10)$$

Sind diese Proportionen nicht erfüllt, so kann kein kreisförmiger Querschnitt vorliegen.

**B. Senkrechte Stufe** (Fig. 3 b, Fig. 4). 1. Die Lage der Koordinaten und die Bezeichnungen zeigt Fig. 4.

$$K = \varphi^*), \dots \dots \dots (1)$$

$$G = \ln \frac{r_2}{r_1} \dots \dots \dots (2)$$

Über dem senkrechten Abfall der Stufe ist  $K = 0$ ,  $G$  hat ein Maximum.

\*) Im Bogenmaß.



Zur Bestimmung der Tiefen  $t$  und  $T$  berechnet man:

$$|X_e|^2 = tT, \dots \dots \dots (3)$$

$$G_{ma} = \ln \frac{T}{t} = 2.303 \cdot \log_{(10)} \frac{T}{t} \dots \dots \dots (4)$$

Aus (3) und (4) können  $t$  und  $T$  bestimmt werden.

2. Nikiforov<sup>5)</sup> verwendet die Stelle  $x_{1/2}$ , an der  $G = \frac{1}{2} G_{ma}$  ist. Man findet  $|x_{1/2}| = t \cdot T = |X_e|$ . Man kann somit die beiden Tiefen auch aus dem Verlauf des Gradienten allein ebenso einfach finden wie mit Heranziehung der Krümmungsgröße.

Nach Fig. 3 b scheint es, als sei  $|K_e| = \frac{1}{2} G_{ma}$ . Dies ist jedoch nicht der Fall, denn  $G_{ma}$  kann bei kleiner werdendem  $t$  unbegrenzt wachsen, während  $K_e$  nicht größer werden kann als  $\frac{\pi}{2} = 1.571$ . Solange  $0.5 < \frac{t}{T} \leq 1$  ist,

stimmen  $|K_e|$  und  $\frac{1}{2} G_{ma}$  bis auf einen Unterschied von weniger als 2 Proz. überein. In diesen Fällen kann man  $G_{ma} \approx 2 |K_e|$  annehmen.

Wenn die Beziehung  $|X_e| = |x_{1/2}|$  nicht erfüllt ist, kann eine senkrechte Stufe nicht vorliegen.

### C. Aus unendlicher Tiefe senkrecht aufsteigender Spalt (Fig. 3 c, Fig. 5).

1. Die Z-Achse ist Symmetrieachse des Querschnitts. Bezeichnungen siehe Fig. 5.

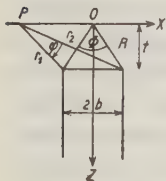


Fig. 5.

$$K = -\varphi, \dots \dots \dots (1)$$

$$G = \ln \frac{r_2}{r_1} \dots \dots \dots (2)$$

Im Koordinatenanfang ist  $G = 0$ ,  $K$  hat ein Minimum. Zur Bestimmung des Querschnitts berechnet man:

$$|K_{mi}| = \Phi, \dots \dots \dots (3)$$

$$|x_e| = R \dots \dots \dots (4)$$

Aus  $\Phi$  und  $R$  lassen sich die Tiefe  $t$ , in der der Spalt beginnt, und seine Breite  $2b$  berechnen:

$$t = R \cos \frac{\Phi}{2}, \quad 2b = 2R \sin \frac{\Phi}{2}.$$

2. Man kann mit der Krümmungsgröße allein auskommen. Sucht man nämlich die Abszisse  $|X_{1/2}|$  der Punkte, in denen die Krümmungsgröße den halben Extremwert aufweist, so findet man  $|X_{1/2}| = R = |x_e|$ .

Im allgemeinen ist  $|K_{mi}| \neq 2 |G_e|$ . Ist jedoch  $1.5 < \frac{t}{2b} < \infty$ , so kann man mit hinreichender Genauigkeit  $|K_{mi}| \approx 2 |G_e|$  setzen (Fehler  $< 2$  Proz.).

Wenn die Beziehung  $|x_e| = |X_{1/2}|$  nicht erfüllt ist, kann ein aus unendlicher Tiefe senkrecht aufsteigender Spalt nicht vorliegen.

**D. Rechteckiger Querschnitt** (Fig. 3 d, Fig. 6 bis 11). 1. Die  $Z$ -Achse ist Symmetrieachse, die übrigen Bezeichnungen sind aus Fig. 6 ersichtlich.

$$K = \varphi_1 - \varphi_2, \dots \dots \dots (1)$$

$$G = \ln \frac{r_1 \cdot r_3}{r_2 \cdot r_4} \dots \dots \dots (2)$$

Im Koordinatenanfang ist  $G = 0$ ,  $K$  hat ein Minimum.

2. Es sind die Tiefen  $t$  und  $T$ , zwischen denen sich die Einbettung erstreckt, und die Breite  $2b$  der Einbettung zu bestimmen. Dies geschieht am einfachsten, indem man zunächst die geometrische Form des Querschnitts bestimmt und dann die Bestimmung der wahren Größe vornimmt. Bezeichnet man  $\frac{t}{b}$ ,  $\frac{T}{b}$ ,  $\frac{r_m}{b}$  mit  $t^*$ ,  $T^*$ ,  $r_m^*$ , so gilt:

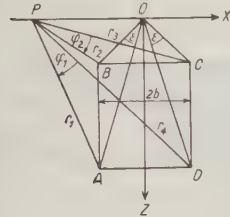


Fig. 6.

$$K = \varphi_1 - \varphi_2, \dots \dots \dots (1^*)$$

$$G = \ln \frac{r_1^* \cdot r_3^*}{r_2^* \cdot r_4^*} \dots \dots \dots (2^*)$$

Zunächst sind nur die beiden Größen  $t^*$  und  $T^*$  zu bestimmen.

3. Während bei den bisher betrachteten Querschnitten die Benutzung der Krümmungsgröße keinen besonderen Vorteil vor der Verwendung des Gradienten hatte, ist sie zur einfachen Bestimmung des rechteckigen Querschnitts unerlässlich. Es ist:

$$|K_{mi}| = 2\varepsilon \dots \dots \dots (3)$$

wobei  $\varepsilon$  den Gesichtswinkel bedeutet, unter dem die senkrechten Seiten des rechteckigen Querschnitts vom Koordinatenanfang, d. i. der Abszisse des Nullwertes von  $G$  und des Minimums von  $K$ , aus erscheinen. Der Winkel  $\varepsilon$  ordnet jedem Wert von  $T^*$  einen Wert von  $t^*$  eindeutig zu und reduziert somit die zweifach unendliche Anzahl von Möglichkeiten auf eine einfach unendliche Zahl mit dem einen Parameter  $T^*$ .

Jedem Wertepaar  $(T^*, t^*)$  oder, was dasselbe bedeutet, jedem Wertepaar  $(|K_{mi}|, T^*)$  entsprechen eindeutig bestimmte Werte von  $|G_e|$ ,  $|x_e^*| = \frac{|x_e|}{b}$

und  $|X^*| = \frac{X}{b}$ . Die Beziehungen zwischen  $|K_{mi}|$ ,  $T^*$  und  $|G_e|$ ,  $|x_e^*|$ ,  $|X^*|$

sind in den Diagrammen b, d, e der Fig. 7 derart wiedergegeben, daß auf der Ordinatenachse  $|K_{mi}|$  abgetragen ist, auf der Abszissenachse jeweils  $|G_e|$ ,  $|x_e^*|$ ,  $|X^*|$ ; Kurven sind gezeichnet für verschiedene Werte von  $T^*$  ( $T^* = 0.1$ ;  $0.3$ ;  $0.5$ ;  $0.7$ ;  $1$ ;  $1.5$ ;  $2$ ;  $3$ ;  $4$ ;  $5$ ;  $7$ ;  $10$ ;  $\infty$ ). Aus den in den Diagrammen d und e abzulesenden Werten von  $|x_e^*|$  und  $|X^*|$  wurde Diagramm c berechnet,

das in gleicher Weise die Beziehung zwischen  $|K_{mi}|$ ,  $T^*$  und  $\left| \frac{x_e}{X} \right| \left[ = \frac{|x_e^*|}{|X^*|} \right]$

wiedergibt. Diagramm a bringt die Beziehung zwischen  $|K_{mi}|$ ,  $T^*$  und  $t^*$ .

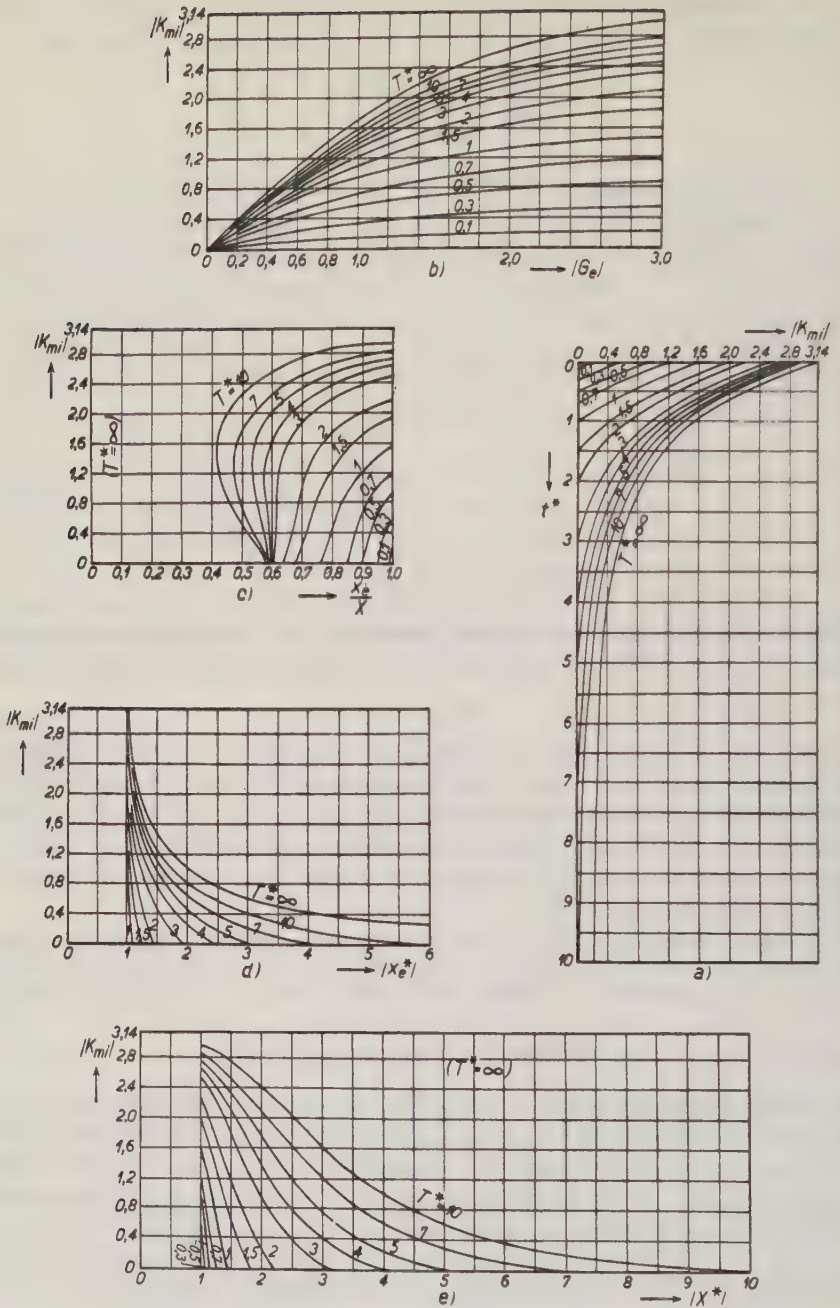


Fig. 7. Zur Bestimmung rechteckiger Querschnitte.

4. Zur Bestimmung der geometrischen Gestalt der Einbettung dienen die Diagramme a und b oder a und c, je nachdem außer  $|K_{ml}|$  der Wert von  $|G_e|$  oder der von  $\frac{|x_e|}{|X|}$  aus den Messungen abgelesen werden kann. Meist wird man der größeren Genauigkeit wegen  $|G_e|$  vorziehen. Aus Diagramm b bzw. Diagramm c läßt sich unmittelbar der den Wertepaaren  $(|K_{ml}|, |G_e|)$  bzw.  $(|K_{ml}|, \frac{|x_e|}{|X|})$  entsprechende Betrag von  $T^*$  ablesen. Den Wert von  $t^*$ , der dem so gefundenen Wert von  $T^*$  und  $|K_{ml}|$  entspricht, liest man in Diagramm a ab. So sind  $T^*$  und  $t^*$ , d. h. die geometrische Gestalt des Querschnitts, bestimmt.

Die wahre Größe findet man mit Diagramm d oder Diagramm e. Da  $T^*$  bereits bestimmt ist, kann man den dem Wertepaar  $(|K_{ml}|, T^*)$  entsprechenden Betrag von  $|x_e^*|$  oder  $|X^*|$  ablesen.  $|x_e|$  oder  $|X|$  kennt man aus den Messungen. Dann findet man  $b, T$  und  $t$  aus den Gleichungen  $b = \frac{|x_e|}{|x_e^*|} = \frac{|X|}{|X^*|}$ ,  $T = b \cdot T^*$ ,  $t = b \cdot t^*$ . Hiermit ist der Querschnitt vollständig bestimmt.

5. Die Herstellung der Diagramme geschieht teils auf rechnerischem, teils auf graphischem Wege. Berechnet werden:

Diagramm a nach der Gleichung

$$t^* = \operatorname{tg} \{ \arctg T^* - \varepsilon \} = \operatorname{tg} \{ \arctg T^* - 1/2 |K_{ml}| \}, \dots \dots (4)$$

Diagramm d nach der auf üblichem Wege erhaltenen Gleichung

$$x_e^{*2} = 1/6 \{ -(T^{*2} + t^{*2} - 2) + \sqrt{T^{*4} + t^{*4} + 14 T^{*2} t^{*2} + 8 T^{*2} + 8 t^{*2} + 16} \} \dots (5)$$

unter Benutzung der aus Diagramm a abzulesenden oder nach (4) zu ermittelnden Wertepaaren  $(T^*, t^*)$ .

Diagramm b berechnet man, indem man die für Diagramm d bestimmten Werte von  $x_e^*$  in Gleichung (2\*) einsetzt.

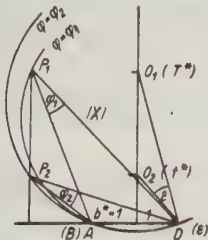


Fig. 8.

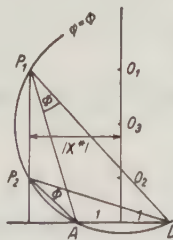


Fig. 9.



Fig. 10.

Diagramm e dagegen erhält man auf rein graphischem Wege. Indem man die Dreiecke  $BPC$  und  $BOC$  (Fig. 6) so weit nach unten schiebt, daß  $BC$  mit  $AD$  zusammenfällt, erhält man Fig. 8. Der Punkt  $O$  ist in die Punkte  $O_1$  und  $O_2$  zerfallen, die auf der  $Z$ -Achse liegen und die Entfernung  $T^*$  und  $t^*$  von  $AD$  haben (Länge von  $AD$ :  $2b^* = 2$ ).  $P$  zerfällt in die Punkte  $P_1$  und  $P_2$ , die



ebensoweit von der Verlängerung von  $AD$  entfernt sind. Die Winkel  $\varphi_1$  und  $\varphi_2$  haben ihre Scheitel in  $P_1$  und  $P_2$ , sie sind Peripheriewinkel der durch  $D$ ,  $A$ ,  $P_1$  und  $D$ ,  $A$ ,  $P_2$  hindurchgelegten Kreise, die geometrischen Örter der Winkel  $\varphi = \varphi_1$  und  $\varphi = \varphi_2$ . Für die gesuchte Abszisse  $|X^*|$  ist  $K = 0$ ,  $\varphi_1 = \varphi_2 = \Phi$ ;  $P_1$  und  $P_2$  müssen auf demselben Kreise liegen, wie in Fig. 9 angedeutet. Dann ist  $P_1 O_1 = P_2 O_2 = |X^*|$ . Hieraus ergibt sich die in Fig. 10 angegebene einfache Konstruktion der Werte  $|X^*|$ . Man nimmt zwei beliebige Werte von  $T^*$  und  $t^*$  (oder zwei beliebige Werte von  $|K_{mi}|$  und  $T^*$  und bestimmt den entsprechenden Wert von  $t^*$  aus Diagramm a bzw. konstruiert ihn, indem man an  $DO_1$  (Fig. 8) den Winkel  $\varepsilon = \frac{1}{2} |K_{mi}| \cdot \frac{180^\circ}{\pi}$  anträgt),

markiert die Punkte  $O_1$  und  $O_2$  auf der  $Z$ -Achse, sucht die Mitte  $O_3$  von  $O_1 O_2$ , zieht die Parallelen zu  $AD$  durch  $O_1$  und  $O_2$ , nimmt  $O_3 A = e$  in den Zirkel und sucht den Punkt ( $P_1$ ), der auf der Parallelen durch  $O_1$  von  $O_3$  den Abstand  $e$  hat bzw. ebenso auf der Parallelen durch  $O_2$  den Punkt  $P_2$ .  $P_1 O_1 = P_2 O_2 = |X^*|$ .

Die Herstellung von Diagramm c ist bereits angedeutet.

6. Ein großer Vorteil des Verfahrens liegt darin, daß man es leicht auf solche Fälle übertragen kann, wie sie in Fig. 11 angeführt sind und die in der Natur z. B. durch einen Salzhorst mit Anhydritlut verwirklicht werden. Es treten zwei Dichteunterschiede  $\sigma_0$  und  $\sigma_u$  auf. Als-

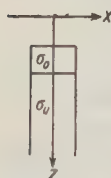


Fig. 11.

$$\bar{K} = \frac{1}{2} \gamma \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = (\sigma_0 - \sigma_u) \varphi_1 - \sigma_u \varphi_2, \dots \dots \dots (1a)$$

$$\bar{G} = \frac{1}{2} \gamma \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z} = \sigma_u \cdot \ln \frac{r_3}{r_2} - (\sigma_0 - \sigma_u) \cdot \ln \frac{r_4}{r_1} \dots \dots (2a)$$

Die Berechnung der Diagramme a, b, d wird etwas komplizierter. Die graphische Herstellung von Diagramm e ist so abzuändern, daß die Punkte  $P_1$  und  $P_2$  nicht mehr auf ein und demselben Kreise liegen, sondern auf zwei Kreisen, zwischen deren Peripheriewinkeln  $\varphi_1$  und  $\varphi_2$  die Proportion besteht:  $\varphi_1 : \varphi_2 = \sigma_u : (\sigma_0 - \sigma_u)$ .

Die Verwendung der Diagramme zur Bestimmung der Einbettung bleibt dieselbe.

**E. Schiefe Stufe** (Fig. 2 c, Fig. 3 e, f, Fig. 12, 13). 1. Bei dieser asymmetrischen Massenordnung geht die Krümmungsgröße im Endlichen einmal durch Null und hat zwei Extreme, der Gradient dagegen geht im Endlichen nicht durch Null und hat nur ein Extremum. Sie verhalten sich also ähnlich wie bei antisymmetrischen Einbettungen.

Es genügt, schiefe Stufen mit spitzem Böschungswinkel  $\alpha$  zu betrachten. Die  $Z$ -Achse wird so gelegt, daß sie durch die Mitte  $M$  der Böschung hindurchgeht (Fig. 12). Dann kann man aus Fig. 2 c in Verbindung mit der Bemerkung über spiegelbildlich gleiche Massenordnungen (S. 262) folgende Beziehungen

ableiten, die den Fall eines stumpfen Böschungswinkels auf den eines spitzen zurückführen.

$$K_{\alpha}(x) = -K_{\pi-\alpha}(-x), \quad \dots \quad (1)$$

$$K_{\pi-\alpha}(x) = -K_{\alpha}(-x), \quad \dots \quad (1a)$$

$$G_{\alpha}(x) = +G_{\pi-\alpha}(-x), \quad \dots \quad (2)$$

$$G_{\pi-\alpha}(x) = +G_{\alpha}(-x) \quad \dots \quad (2a)$$

Diese Umformung ist vorzunehmen, wenn für negative  $X$ -Werte  $K$  und  $G$  positiv sind und für positive  $X$ -Werte  $K$  negativ und  $G$  positiv ist, während für spitze Böschungswinkel  $K$  und  $G$  sich verhalten müssen, wie Fig. 3 e, f angibt.

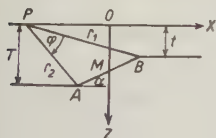


Fig. 12.

2. Es ist (Bezeichnungen siehe Fig. 12):

$$K = \sin \alpha \left\{ \sin \alpha \cdot \varphi - \cos \alpha \cdot \ln \frac{r_2}{r_1} \right\}, \quad \dots \quad (3)$$

$$G = \sin \alpha \left\{ \sin \alpha \cdot \ln \frac{r_2}{r_1} + \cos \alpha \cdot \varphi \right\} \quad \dots \quad (4)$$

Auf dem üblichen Wege erhält man die Abszissen der Extremwerte von  $K$  und  $G$ :

$$x_{ma} = \frac{(T-t)^2}{2(T+t)} \cdot \cotg \alpha, \quad \dots \quad (5)$$

$$|X_e| = \frac{1}{2} \sqrt{4Tt + (T-t)^2 \cdot \cotg^2 \alpha} \quad \dots \quad (6)$$

Aus Formel (6) erkennt man: Die Mitte  $[O]$  zwischen den Abszissen  $X_{ma}$  und  $X_{mi}$  der Extreme der Krümmungsgröße liegt über der Mitte  $M$  der unterirdischen Böschung. Ist hiernach die Lage des Koordinatenanfangs gefunden, so müssen noch die Tiefen  $T$  und  $t$  und der Böschungswinkel  $\alpha$  bestimmt werden.

3. Hierzu ist es vorteilhaft, zunächst nur die geometrische Gestalt, d. h. das Verhältnis der Tiefen,  $t^* = \frac{t}{T}$ , und den Böschungswinkel zu suchen und später erst die Tiefen selbst zu bestimmen. Eine hervorragende Rolle spielt dabei der Punkt  $x = X$ , in dem die Krümmungsgröße durch Null geht.

Es seien  $G_X$ ,  $R_m$ ,  $\Phi$  die Werte, die  $G$ ,  $r_m$ ,  $\varphi$  in diesem Punkte annehmen,  $e$  sei der Abstand der Abszissen der Extreme von  $K$ ,  $e = |X_{ma} - X_{mi}|$ . Es wird ein Diagramm (Fig. 13 a) hergestellt, das die Beziehungen zwischen  $G_X \left( \frac{R_2}{R_1} \right)$ ,  $\frac{x_{ma}}{e}$ ,  $\alpha$ ,  $\Phi$ ,  $t^*$  angibt. Die aus den Messungen abzulesenden Werte

$G_X$  und  $\frac{x_{ma}}{e}$  sind auf den Koordinatenachsen abgetragen, Kurven sind gezeichnet für verschiedene Werte von  $\alpha$ ,  $\Phi$ ,  $t^*$  ( $\alpha = 0^\circ, 5^\circ, 10^\circ, \dots 90^\circ$ ;  $\Phi = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, \dots 180^\circ$ ;  $t^* = 0.025, 0.050, 0.075, 0.1, \dots 0.3, 0.35, 0.4 \dots 0.7, 0.8, 0.9$ ).  $\frac{R_2}{R_1}$  ist auf der Ordinatenachse an der rechten Seite des

Diagramms abzulesen. Zu jedem Wertepaar  $\left( G_X, \frac{x_{ma}}{e} \right)$  findet man also un-

mittelbar alle die geometrische Gestalt der Einbettung charakterisierenden Größen, z. B. das Wertepaar  $(t^*, \alpha)$  oder das Wertetripel  $\left(\frac{R_2}{R_1}, \Phi, \alpha\right)$ .

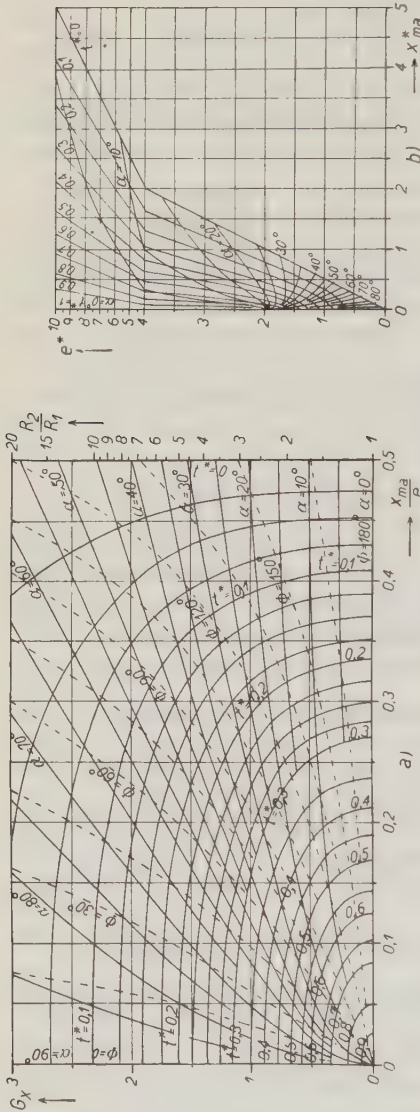


Fig. 13. Zur Bestimmung schiefer Stufen.

Diagramm b) dient zur Bestimmung der wahren Größe. Auf den Koordinatenachsen sind  $e^* = \frac{e}{T}$  und

$$x_{ma}^* = \frac{x_{ma}}{T}$$

abgetragen, Kurven sind gezeichnet für die oben angegebenen Werte von  $t^*$  und  $\alpha$ . Da  $t^*$  und  $\alpha$  bereits bestimmt sind, kann man die jedem Wertepaar  $(t^*, \alpha)$  entsprechenden Beträge von  $e^*$  oder  $x_{ma}^*$  ablesen.  $e$  und  $x_{ma}$  sind aus den Messungen bekannt. Man erhält schließlich

$$T = \frac{e}{e^*} = \frac{x_{ma}}{x_{ma}^*}, \quad t = T \cdot t^*.$$

Hiermit ist die Einbettung vollständig bestimmt.

4. Die Herstellung der Diagramme geschieht teils auf graphischem, teils auf rechnerischem Wege. Für  $x = X$  erhält man aus den Gleichungen (3) und (4):

$$\ln \frac{R_2}{R_1} : \Phi = \sin \alpha : \cos \alpha, \quad \dots \quad (7)$$

$$\ln \frac{R_2}{R_1} = k \cdot \sin \alpha, \quad \Phi = k \cdot \cos \alpha, \quad (7a)$$

$$G_X = k \cdot \sin \alpha \quad \dots \quad (8)$$

Folglich ist

$$G_X = \ln \frac{R_2}{R_1}, \quad \dots \quad (9)$$

$$\frac{R_2}{R_1} = e^{G_X}, \quad \dots \quad (9a)$$

$$\Phi = G_X \cdot \cotg \alpha, \quad \dots \quad (10)$$

$$\cotg \alpha = \frac{\Phi}{G_X} \quad \dots \quad (10a)$$

Gibt man einen beliebigen Wert von  $G_X$  vor, so ist nach (9a)  $\frac{R_2}{R_1}$  festgelegt. Gibt man ferner einen willkürlichen Wert von  $\Phi$  vor, so ist nach

(10a) der Winkel  $\alpha$  bestimmt. Durch Auflösung des Dreiecks  $ABP$  (Fig. 12), die am schnellsten und hinreichend genau graphisch vorgenommen wird, erhält man die dem Wertepaar  $(G_X, \Phi)$  entsprechenden Werte von  $t^*$ . Weiterhin berechnet man:

$$x_{ma}^* = \frac{(1 - t^*)^2}{2(1 + t^*)} \cdot \cotg \alpha, \dots \dots \dots (11)$$

$$e^* = 2 |X_e^*| = \sqrt{4 t^* + (1 - t^*)^2 \cdot \cotg^2 \alpha}, \dots \dots \dots (12)$$

$$\frac{x_{ma}}{e} = \frac{x_{ma}^*}{e^*} \dots \dots \dots (13)$$

Das Einzeichnen der  $\Phi$ -Kurven in das Diagramm a bereitet nun keine Schwierigkeiten mehr. Benutzt man Gleichung (10a), so kann man die Schnittpunkte der  $\alpha$ -Kurven mit den  $\Phi$ -Kurven berechnen und die  $\alpha$ -Kurven einzeichnen. Bei den  $t$ -Kurven dagegen muß man vorgehen wie bei Höhenlinien: die hinreichend vielen Wertepaaren  $(G_X, \Phi)$  entsprechenden, durch die graphische Auflösung der Dreiecke  $ABP$  gewonnenen Werte von  $t^*$  werden neben die betreffenden Punkte der  $\Phi$ -Kurven geschrieben und dann die  $t^*$ -Kurven nach Augenmaß dazwischengelegt.

Die Berechnung der  $t^*$ - und  $\alpha$ -Kurven für Diagramm b geschieht mit Hilfe der Gleichungen (11) und (12). Diese gestatten, zu vorgegebenen Werten von  $t^*$  und  $\alpha$  die entsprechenden Werte von  $e^*$  und  $x_{ma}^*$  zu bestimmen.

**F. Aus unendlicher Tiefe schief aufsteigender Spalt** (Fig. 3 g, h, i, Fig. 14, 15). 1. Die  $Z$ -Achse soll die obere, horizontale Begrenzungslinie des Querschnitts halbieren (Fig. 14). Es genügt, den Winkel  $\alpha$  spitz anzunehmen, da bei stumpfem  $\alpha$  die der Einbettung mit dem spitzen Winkel  $\pi - \alpha$  spiegelbildlich gleiche Massenordnung vorliegt, die sich nach der Bemerkung auf S. 262 auf eine Anordnung mit spitzem  $\alpha$  zurückführen läßt.

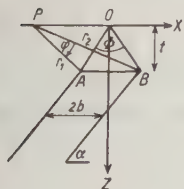


Fig. 14.

2. Es ist (Bezeichnungen siehe Fig. 14):

$$K = -\sin \alpha \left\{ \sin \alpha \cdot \varphi - \cos \alpha \cdot \ln \frac{r_2}{r_1} \right\}, \dots \dots \dots (1)$$

$$G = \sin \alpha \left\{ \sin \alpha \cdot \ln \frac{r_2}{r_1} + \cos \alpha \cdot \varphi \right\} \dots \dots \dots (2)$$

Hieraus läßt sich noch folgende Beziehung ableiten, die zwischen der unter dem Winkel  $\alpha$  und dem Winkel  $\frac{\pi}{2} - \alpha$  aufsteigenden Masse besteht:

$$K_{\frac{\pi}{2} - \alpha}(x) = -\cotg \alpha \cdot G_{\alpha}(-x), \dots \dots \dots (3)$$

$$G_{\frac{\pi}{2} - \alpha}(x) = -\cotg \alpha \cdot K_{\alpha}(-x) \dots \dots \dots (4)$$



Hiernach können Massenanordnungen mit dem Winkel  $\alpha$  auf solche mit dem Winkel  $\frac{\pi}{2} - \alpha$  zurückgeführt werden, so daß nur noch Böschungswinkel von weniger als  $45^\circ$  zu betrachten sind. Da hiermit kein großer Vorteil erzielt wird, soll davon abgesehen werden.

Eine andere Folgerung aus den Gleichungen (3) und (4) ist wichtiger. Da der Verlauf der Krümmungsgröße der einen Massenanordnung bis auf einen konstanten Faktor ( $-\cotg \alpha$ ) mit dem an der Ordinatenachse gespiegelten Verlauf des Gradienten der anderen Massenanordnung übereinstimmt, lassen sich alle Sätze, die für den Gradienten abgeleitet werden und sich nicht auf dessen Größe und Vorzeichen und die Richtung der X-Achse beziehen, unmittelbar auf die Krümmungsgröße übertragen, und umgekehrt gelten solche für die Krümmungsgröße abgeleiteten Sätze ohne weiteres für den Gradienten.

3. Bei allen bisher betrachteten Massenanordnungen konnte die Lage des Koordinatenanfangs aus den Symmetrieeigenschaften erkannt werden, selbst bei der schiefen Stufe lag in bezug auf die Abszissen der Extreme von  $K$  eine Art Symmetrie vor. Im vorliegenden Falle ist dagegen im allgemeinen keinerlei Symmetrie zu erkennen.

Nikiforov<sup>5)</sup> hat ein Verfahren entwickelt, nach dem man aus dem Verlauf des Gradienten — die Krümmungsgröße wird nicht berücksichtigt — den Koordinatenanfang finden kann. Es sei  $G_0$  der Wert von  $G$  im Koordinatenanfang. Dann läßt sich durch Rechnung beweisen, daß folgende Gleichung gilt:

$$G_0 = G_{ma} + G_{mi} \dots \dots \dots (5)$$

Dieser Satz kann unmittelbar auf die Krümmungsgröße übertragen werden, und es ist also:

$$K_0 = K_{ma} + K_{mi} \dots \dots \dots (6)$$

Man braucht nur die Extremwerte des Gradienten oder der Krümmungsgröße algebraisch zu addieren und die Abszisse zu suchen, für die der Gradient oder die Krümmungsgröße einen der Summe gleichen Betrag hat. Die Konstruktion ist in Fig. 2 g, h, i durch punktierte Linien angedeutet.

Das Verfahren ist nicht eindeutig, denn sowohl für den Gradienten als auch für die Krümmungsgröße gibt es zwei Abszissen von der verlangten Eigenschaft. Es ist nicht schwer, die richtige herauszufinden, und ganz sicher geht man, wenn man bedenkt, daß die Gleichungen (5) und (6) gleichzeitig erfüllt sein müssen und daher nur die Abszisse die richtige ist, die man auf beiden Wegen erhält.

Wenn aus den Messungsergebnissen keine Abszisse gefunden werden kann, für die  $G = G_{ma} + G_{mi}$  und  $K = K_{ma} + K_{mi}$  ist, so kann ein schief aufsteigender Spalt nicht vorliegen.

4. Zur Bestimmung der geometrischen Gestalt der Einbettung lassen sich folgende Gleichungen aus (1) und (2) ableiten (Bezeichnungen siehe Fig. 14):

$$\cotg \alpha = \frac{G_0}{K_0}, \quad \dots \dots \dots (7)$$

$$\Phi = - \left[ 1 + \left( \frac{G_0}{K_0} \right)^2 \right] K_0 \quad \dots \dots \dots (8)$$

Aus  $\Phi$  läßt sich  $t^* = \frac{t}{b}$  berechnen nach der Formel  $t^* = \cotg \frac{\Phi}{2}$ .

Besondere Beachtung verdient der Fall  $\alpha = 45^\circ$ . Dann ist der Verlauf von Krümmungsgröße und Gradient spiegelsymmetrisch,  $G(x) = K(-x)$ ,  $K(x) = G(-x)$ , und es ist  $K_0 = G_0$ .

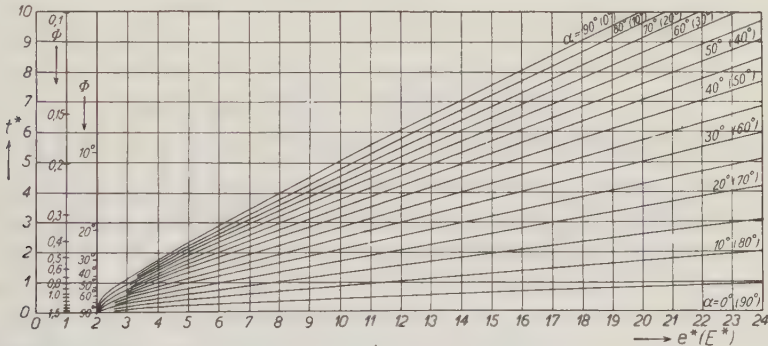


Fig. 15. Zur Bestimmung des schief aufsteigenden Spaltes.

5. Die wahre Größe findet man mit Hilfe des Diagramms Fig. 15. Dieses stellt die Beziehungen dar zwischen  $t^*(\Phi)$ ,  $e^* = \frac{e}{b} = |x_{ma}^* - x_{mi}^*| = \left| \frac{x_{ma}}{b} - \frac{x_{mi}}{b} \right|$  bzw.  $E^* = X_{ma}^* - X_{mi}^*$ , und  $\alpha$ .  $t^*(\Phi)$  und  $e^*$  bzw.  $E^*$  sind auf den Achsen abgetragen, Kurven sind gezeichnet für verschiedene Werte von  $\alpha$ .

Hat man  $\alpha$  und  $t^*$  bestimmt, so kann man  $e^*$  oder  $E^*$  ablesen.  $e$  oder  $E$  kennt man aus den Messungen. Dann ist  $b = \frac{e}{e^*} = \frac{E}{E^*}$ ,  $t = b \cdot t^*$ .

6. Die Herstellung des Diagramms kann auf Grund einer Berechnung von Nikiforov<sup>5)</sup> graphisch erfolgen. Nach Nikiforov ist:

$$e = 2 \sqrt{b^2 + t^2 (1 + \cotg^2 \alpha)}. \quad \dots \dots \dots (9)$$

Hieraus erhält man

$$\frac{e^*}{2} = \sqrt{1 + \left( \frac{t^*}{\sin \alpha} \right)^2}, \quad \dots \dots \dots (9^*)$$

und wegen der aus (3) und (4) gezogenen Folgerung ist  $E_\alpha^* = \frac{e_\pi^*}{2} - \alpha$ .



Krümmungsgröße und Gradient sind für Punkte der X-Achse gegeben durch:

$$K = \frac{1}{2\gamma\sigma} \left( \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right) = 2H^3 \pi \frac{x^2}{r^5}, \quad \left( \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y} = 0 \right), \dots (1)$$

$$G = \frac{1}{2\gamma\sigma} \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z} = -2H^3 \pi \frac{xt}{r^5}, \quad \left( \frac{\partial^2 U}{\partial y \partial z} = 0 \right) \dots (2)$$

Der Verlauf von  $K$  und  $G$  ist in Fig. 18 wiedergegeben. Auf dem üblichen Wege erhält man:

$$|X| = |X_{mi}| = 0, \dots (3)$$

$$|X_{ma}| = 0.817 \cdot t, \dots (4)$$

$$|x_e| = 0.5 \cdot t, \dots (5)$$

$$\dots (6)$$

$$H = 0.949 \cdot \sqrt[3]{K_{ma}} \cdot t, \dots (7)$$

$$H = 0.823 \cdot \sqrt[3]{G_e} \cdot t \dots (8)$$

Die Bezeichnungen sind dieselben wie auf S. 267, entsprechende Gleichungen sind gleich numeriert. Eine der Gleichung (6) entsprechende Gleichung existiert nicht, da bei rotationssymmetrischen Massen die Krümmungsgröße im Koordinatenanfang gleich Null ist.

2. Im allgemeinen sind die rotationssymmetrischen Fälle und in erhöhtem Maße alle anderen dreidimensionalen Massenarrangements schwerer zu behandeln als die zweidimensionalen. Daher wird man oft die Formeln und Methoden, die eigentlich nur für zweidimensionale Massenformen gültig sind, auch auf dreidimensionale Einbettungen anzuwenden versuchen. Wieweit dies möglich ist, soll an dem folgenden Beispiel erläutert werden.

Über dem Meridianschnitt einer kugelförmigen Einbettung sei mit der Drehwage der Verlauf von  $K$  und  $G$  bestimmt, und man möge — entsprechend der Fig. 18 — folgende Werte erhalten haben:  $X_{ma} = 0.871$ ,  $x_e = 0.5$ ,  $K_{ma} = 0.371$ ,  $|G_e| = 0.572$ . Dann ist in Wahrheit, wie man aus den für die Kugel abgeleiteten Gleichungen berechnet:  $t = 1$ ,  $H = 0.682$ . Berechnet man aber nach den entsprechenden auf S. 267 angegebenen Formeln, so ergibt sich:

Bei Verwendung der Krümmungsgröße [Formel (4) und (7)]:

$$t = 0.472 \quad (\text{Fehler } 53.8 \text{ Proz.}),$$

$$H = 0.458 \quad (\text{Fehler } 32.3 \text{ Proz.}),$$

bei Verwendung des Gradienten [Formel (5) und (8)]:

$$t = 0.866 \quad (\text{Fehler } 13.4 \text{ Proz.}),$$

$$H = 0.458 \quad (\text{Fehler } 32.3 \text{ Proz.}).$$



Wie man sieht, sind die für den zweidimensionalen Fall abgeleiteten Formeln bei der rotationssymmetrischen Anordnung nur mit Vorbehalt anzuwenden; allein der Gradient bringt einen brauchbaren Wert für die Tiefe des Mittelpunktes, für die Bestimmung der Größe der kugelförmigen Einbettung bietet er vor der Krümmungsgröße keinen Vorteil. Der Ort der Einbettung wird immer richtig gefunden.

Dies gilt natürlich nur, wenn man die Formeln des einen Extrems auf das andere anwendet. In der Natur werden sich viele dreidimensionale Einbettungen finden, die sich so behandeln lassen, als ob sie dem zweidimensionalen Falle entsprächen. Dies ist der Fall bei nahezu horizontal gelagerten, sehr langgestreckten Massen, deren Querschnitt überall fast der gleiche ist.

#### Literatur.

- <sup>1)</sup> R. v. Eötvös: Ann. d. Phys. u. Chem. **59**, 345—400 (1896).
- <sup>2)</sup> Derselbe: Verh. d. 15. allg. Konf. d. int. Erdmessung. Budapest 1906, Teil I, S. 337—395 (1908). Verh. d. 16. allg. Konf. d. int. Erdmessung. London 1909, Teil I, S. 319—350 (1910).
- <sup>3)</sup> P. Nikiforov: Sur le variomètre de gravité d'Eötvös (russisch). Compt. rend. des Séances de la Comm. Sismique Permanente, Leningrad, Tome 7, p. 343—381 (1924).
- <sup>4)</sup> Derselbe: L'anomalie de la gravité dans la région de Koursk. Bull. de l'Inst. Physico-Mathématique de l'Acad. des Sciences de Russie, Tome I, 1; Petrograd 1922, 57 S.
- <sup>5)</sup> Derselbe: Physical Principles of the gravitational Method of Prospecting (russisch mit englischem Auszug). Bull. of the Inst. of Pract. Geophys. **1**, Nr. 1, S. 153—257, Leningrad 1925.
- <sup>6)</sup> R. Ambronn: Methoden der angewandten Geophysik. Wiss. Forschungsber., naturwiss. Reihe, Bd. XV (1926).
- <sup>7)</sup> O. Meisser: Ermittlung der Tiefe von schwerestörenden Massen mittels der Drehwaage. Zeitschr. f. Geophys. **1**, 32—35 (1925).
- <sup>8)</sup> A. Berroth: Schweremessungen. Handb. d. Physik, Bd. II (1926).
- <sup>9)</sup> Motonori Matuyama: On the Subterranean Structure around Sakurazima Volcano considered from the State of Gravitational Field. Jap. Journal of Astron. and Geophys. **4**, Nr. 3, 121—128 (1927).
- <sup>10)</sup> J. Koenigsberger: Zur geophysikalischen gravimetrischen Landesuntersuchung und über die Tiefenlage der störenden Massen. Zeitschr. f. prakt. Geologie **35**, Nr. 5, 65—80 (1927).

Potsdam, Geophysikalische Abteilung des Geodätischen Inst., Mai 1927.

## Messungen mit der gleichmäßig gedrehten Drehwage und ein neues Rechenverfahren.

Von Karl Kilchling in Freiburg i. B. — (Mit vier Abbildungen.)

Bericht über Versuchsmessungen mit einer gleichmäßig gedrehten Drehwage und über ein sehr einfaches und kurzes Rechenverfahren zur Auswertung der aufgenommenen Kurve.

In einer früheren Veröffentlichung<sup>1)</sup> wurde über den Vorschlag berichtet, eine Eötvössche Drehwage sehr langsam und gleichmäßig zu drehen und während der Drehung eine fortlaufende Registrierung des Ganges des Gehänges vorzunehmen. An derselben Stelle ist auch das Grundlegende der Berechnungstheorie dargestellt. Versuche zur Verwirklichung der Idee wurden im Frühjahr 1926 angestellt. Da meine privaten Mittel mir die Anschaffung und den Umbau einer kompletten Drehwage nicht gestatteten, ließ ich mir ein einfaches Modell bauen. Die Erzeugung einer gleichförmigen Bewegung stieß auf große Schwierigkeiten. Es gelang unter anderem nicht, das schwere Drehwagengehäuse durch ein Uhrwerk mit Ankerhemmung auf dem Fußgestell zu drehen. Außer Ungleichmäßigkeiten der Drehung entstanden auch Erschütterungen, die das Gehänge nicht zur Ruhe kommen ließen. Geeignete Ablaufwerke standen mir aber nicht zur Verfügung.

Einen Fortschritt brachte dann schließlich eine ganz neue Anordnung der Wage, bei der das Gehäuse nicht auf einem Fuße ruhte, sondern an einem Stahldraht aufgehängt war und an diesem auch durch ein Uhrwerk mit Ankerhemmung gedreht wurde. Die gesamte Drehzeit betrug drei Stunden. Infolge des hohen Trägheitsmomentes des Wagengehäuses drehte sich dieses im allgemeinen mit befriedigender Gleichmäßigkeit. Nicht zu vermeiden waren aber Störungen im Uhrwerk selbst, die sich als Energieaufspeicherungen in Form von verstärktem Zahn- und Lagerdruck und von Achsenverbiegungen bemerkbar machten, so daß die Drehung des Stahldrahtes nicht mit jedem Schlage der Unruhe um einen Ruck weiterging<sup>2)</sup>.

Gemessen wurde nur eine Station, diese jedoch sehr oft repetiert. Die erhaltene Schwerekurve zeigt Fig. 1 in Originalgröße, während Fig. 2 sie vergrößert darstellt mit ausgeglichenem Linienzug. Die starke Ausbuchtung entspricht dem Einfluß der umliegenden Höhenzüge.

Im folgenden ist für diese Kurve das Rechenverfahren durchgeführt, dessen Grundzüge in der früheren Veröffentlichung gegeben sind.

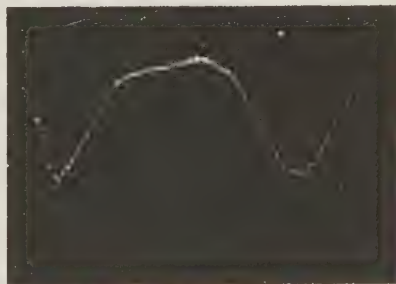


Fig. 1.

Die Drehwaage hatte folgende Konstanten:  $\tau = 0.155$ ;  $k = 7270$ ;  $m = 17.35$ ;  
 $h = 45$ ;  $l = 16.25$ ;  $2D = 342$  mm.  $\frac{k}{\tau} = 47\,000$ ;  $\frac{m \cdot h \cdot l}{\tau} = 81\,800$ .

Die Richtung des Plattenvorschubs ist die Richtung der Abszissenachse. Sie ist derart parallel zu verschieben, daß die Kurve zu beiden Seiten der Achse Flächenstücke gleicher Größe begrenzt.

A. Gemäß der früher gegebenen Vorschrift nimmt man die Strecke  $\pi$  in den Zirkel und führt den einen Endpunkt der Strecke an der Kurve entlang, wobei die Strecke selbst parallel zur Abszissenachse bleibt, bis der andere Endpunkt der Strecke ebenfalls auf die Kurve zu liegen kommt. Man sucht also zwei gleiche Ordinaten, welche den Abstand  $\pi$  voneinander haben. Diese

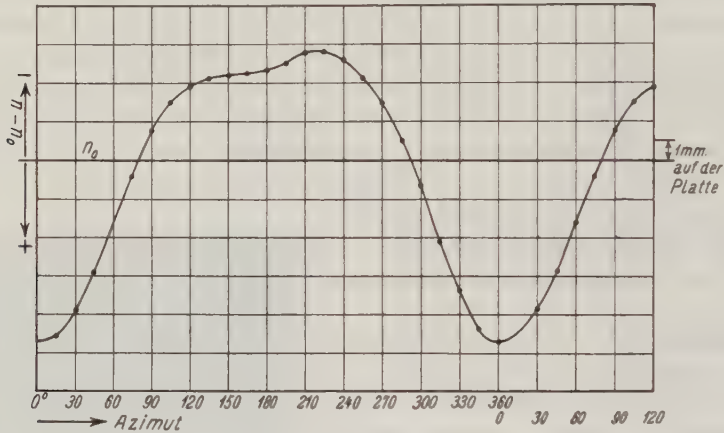


Fig. 2.

beiden Ordinaten haben die Abszissen oder Azimute  $\gamma = 97^\circ$  und  $\gamma' = 277^\circ$ . Diese Werte sind Richtung und Gegenrichtung des Gradienten.

Für das Azimut  $\gamma = 97^\circ$  ist der Gradientenanteil

$$g(97^\circ) = 0,$$

$$2D \cdot \left[ -\frac{m \cdot h \cdot l}{\tau} \cdot \left\{ \frac{\partial^2 U}{\partial x \cdot \partial z} \cdot \sin 97^\circ - \frac{\partial^2 U}{\partial y \cdot \partial z} \cdot \cos 97^\circ \right\} \right] = 0,$$

$$0.993 \cdot G_x + 0.122 \cdot G_y = 0 \dots \dots \dots (1)$$

Andererseits ist die Kurvenordinate  $y(97^\circ)$  gleich dem Richtkraftanteil  $h(97^\circ)$ ,

$$y(97^\circ) = 2D \cdot \left[ \frac{1}{2} \cdot \frac{k}{\tau} \cdot \left( \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \right) \cdot \sin 2 \cdot 97^\circ + \frac{k}{\tau} \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y} \cdot \cos 2 \cdot 97^\circ \right]$$

$$- 2.34 = 342 \cdot [23\,500 \cdot (a - b) \cdot \sin 194^\circ + 47\,000 \cdot c \cdot \cos 194^\circ],$$

$$5680 \cdot (a - b) + 45\,600 c = 0.00684 \dots \dots \dots (2)$$

$\gamma' = 277^\circ$  liefert die gleichen beiden Gleichungen (1) und (2).

B. Mit der Zirkelöffnung  $\pi$  sucht man jetzt auf entsprechende Weise zwei entgegengesetzt gleich große Ordinaten des Abstandes  $\pi$  und findet  $\lambda = 45^\circ$  und  $\lambda' = 225^\circ$ . Das sind Richtung und Gegenrichtung des einen Hauptschnittes der Niveaulfläche. Beide Azimute liefern gleiche Beziehungen. Nämlich

$$\begin{aligned} h(45^\circ) &= 0, \\ 2D \cdot \left[ \frac{1}{2} \frac{k}{\tau} \cdot (a-b) \cdot \sin 2 \cdot 45^\circ + \frac{k}{\tau} \cdot c \cdot \cos 2 \cdot 45^\circ \right] &= 0, \\ a-b &= 0 \dots \dots \dots (3) \end{aligned}$$

Außerdem ist

$$\begin{aligned} y(45^\circ) &= G(45^\circ), \\ 5.7 &= 342 \cdot [-81\,800 \cdot G_x \cdot \sin 45^\circ + 81\,800 G_y \cdot \cos 45^\circ], \\ G_x - G_y &= -288 \cdot 10^{-9} \dots \dots \dots (4) \end{aligned}$$

Die Beziehungen (1) bis (4) liefern jetzt bereits die vier Werte  $a-b$ ,  $c$ ,  $G_x$  und  $G_y$ .

C. Man verfährt noch einmal wie unter B. und findet ein zweites Paar entgegengesetzt gleicher Ordinaten, die voneinander den Abszissenabstand  $\pi$  haben mit den Azimuten  $\delta = 135^\circ$  und  $\delta = 315^\circ$ . Diese Azimute gehen übrigens aus den unter B. gefundenen hervor durch Addition von  $90^\circ$ . Sie sind Richtung und Gegenrichtung des zweiten Hauptschnittes der Niveaulfläche.

$$\begin{aligned} h(135^\circ) &= 0, \\ 2D \cdot [23\,500 \cdot (a-b) \cdot \sin 2 \cdot 135^\circ + 47\,000 \cdot c \cdot \cos 2 \cdot 135^\circ] &= 0, \\ a-b &= 0 \dots \dots \dots (5) \end{aligned}$$

Andererseits ist

$$\begin{aligned} y(135^\circ) &= G(135^\circ) \\ -4.4 &= 342 \cdot [-81\,800 \cdot G_x \cdot \sin 135^\circ + 81\,800 G_y \cdot \cos 135^\circ], \\ G_x + G_y &= 222 \cdot 10^{-9} \dots \dots \dots (6) \end{aligned}$$

Es stehen also folgende Gleichungen zur Verfügung:

$$\begin{aligned} 0.993 \cdot G_x + 0.122 \cdot G_y &= 0 \dots \dots \dots (1) \\ G_x - G_y &= -288 \cdot 10^{-9} \dots \dots \dots (4) \\ G_x + G_y &= 222 \cdot 10^{-9} \dots \dots \dots (6) \end{aligned}$$

Ferner:

$$\begin{aligned} 5680(a-b) + 45\,600c &= 0.006\,84 \dots \dots \dots (2) \\ a-b &= 0 \dots \dots \dots (3) \\ a-b &= 0 \dots \dots \dots (5) \end{aligned}$$

Die Gleichungen (3) und (5) sind nicht identisch; sie stimmen nur zufällig bei der obigen Schwerekurve überein.

Man erhält schließlich

$$\begin{aligned} G_x &= -33 \cdot 10^{-9}, \\ G_y &= 255 \cdot 10^{-9}. \end{aligned}$$



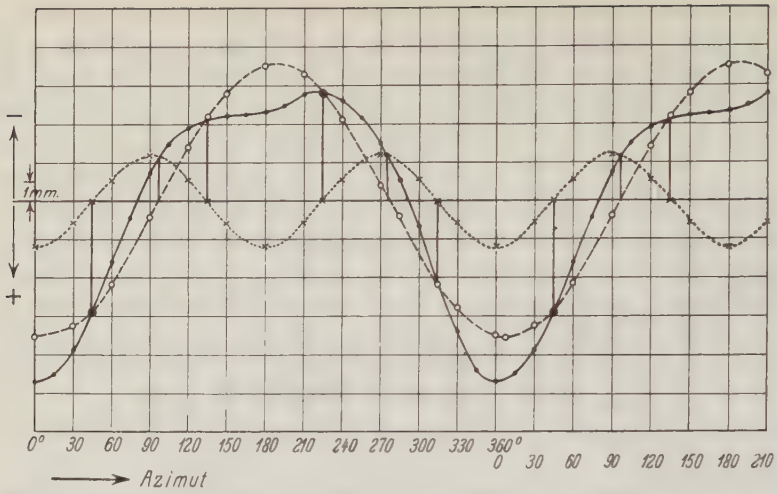


Fig. 3.

. . . gemessene Werte = Gesamtkurve,  
 ○○○ berechnete " = Gradientenkurve,  
 ××× " " = Richtkraftkurve.

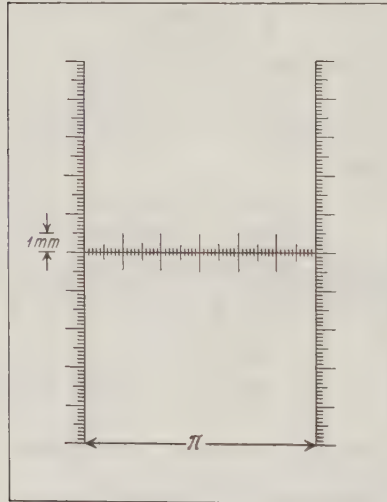


Fig. 4.

Der totale Gradient ist  $G = \sqrt{G_x^2 + G_y^2} = 258 \cdot 10^{-9}$ . Sein Azimut liefert  $\operatorname{tg} \gamma = \frac{G_y}{G_x} = -0.798$ ; d. h.  $\gamma = 97^\circ$ , wie bereits aus der Kurve direkt abgelesen.

Die Richtkräfte sind  $a - b = 0$  und  $c = 150 \cdot 10^{-9}$ . Die bekannte Beziehung  $\operatorname{tg} 2\lambda = \frac{-2c}{a-b} = \infty$  wird erfüllt durch  $2\lambda = 90^\circ$ , also  $\lambda = 45^\circ$  und  $2\delta = 270^\circ$ , also  $\delta = 135^\circ$ , Werte, die auch bereits direkt gefunden sind.

Mit den Werten von  $G_x$ ,  $G_y$ ,  $a - b$  und  $c$  sind nun die reinen Gradienten- und die reinen Richtkraftkurven berechnet worden; ihre Summe ergab in vorzüglicher Übereinstimmung wieder die ursprüngliche Schwerkraftskurve (Fig. 3).

Die Bearbeitung der Messung kann vereinfacht werden, wenn der Zirkel durch ein einfaches Lineal ersetzt wird, das aus durchsichtigem Material besteht und die folgende Form hat (Fig. 4).

Als gesamte Meßdauer der Wage sind 2 Stunden vorgesehen. Davon entfallen auf die Beruhigungszeit des Gehänges etwa  $\frac{3}{4}$  Stunden. In der nächsten Stunde nimmt jedes der beiden Gehänge den halben Azimutkreis auf. Die letzte Viertelstunde liefert den Anschluß an den Anfang der Kurve. Die ganze Berechnung des Gradienten und der Richtkräfte nach dem obigen Verfahren wird nicht mehr als 10 Minuten in Anspruch nehmen.

#### Anmerkungen.

1) Zeitschr. f. Geophys. 1926, S. 134.

2) Nach Abschluß dieser Versuche ist der Bau der Wage dann von den Askania-  
werken, Berlin-Friedenau, übernommen worden.

## Der Einfallswinkel des anormalen Luftschalles.

Von O. Meisser. — (Mit sechs Abbildungen.)

(Geophysikalische Forschungsarbeiten,  
unterstützt von der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft.)

Es wird eine Anordnung angegeben, die es gestattet, den Einfallswinkel des anormalen Luftschalles zu bestimmen. Im Anschluß daran werden einige so gemessene Winkel mitgeteilt.

Die systematischen Beobachtungen des anormalen Luftschalles bei künstlichen Sprengungen führten zur Aufstellung einer jeweiligen Laufzeitkurve. Um einen Überblick über den Zustand der Atmosphäre in den vom Schall durchlaufenen Höhen zu gewinnen, berechnete man an Hand der Laufzeitkurven des anormalen Schalles seine Bahn. Bei dieser Berechnung sind zwei verschiedene Wege eingeschlagen worden. Indem Gutenberg\*) gemäß seinen Annahmen den fehlenden Teil der Laufzeitkurve für den anormalen Schall bis zum Herd extrapolierte, fand er nach dem Wiechert-Herglotzschens Verfahren z. B.

Entfernung $\Delta$ km . . .	(215)	202	198	193	192	195	200	225	250	300
Laufzeit $T$ sec . . .	(736)	695	685	680	680	690	705	790	860	1000
Einfallswinkel $e$ . . .		$0^\circ$	$4^\circ$	$6^\circ$	$8^\circ$	$10^\circ$	$12^\circ$	$14^\circ$	$20^\circ$	$36^\circ$

\*) B. Gutenberg; Zeitschr. f. Geophys. 2, Heft 2/3, S. 101—106.

Ein anderer von Wiechert\*) beschrittener Weg besteht darin, verschiedene Sprungstellen der Schallgeschwindigkeit in der Atmosphäre anzunehmen und auf Grund dieser Annahmen die Laufzeiten des anormalen Schalles zu finden. Unter der Voraussetzung, daß in der Stratosphäre zwei Sprungschichten — eine bei 30 km, und die andere in 38 km Höhe — sich befinden, erhält Wiechert bei in der Stratosphäre geradlinig gebrochenen Schallstrahlen

Entfernung km . . . . .	137	160	189	215	247
Laufzeit sec . . . . .	506	572	654	730	826
Einfallswinkel $e$ . . . . .	20°	15°	10°	6°	0°

Abgesehen von den Laufzeiten, ergeben die beiden Rechnungsarten einen prinzipiellen Unterschied in der Abhängigkeit des Einfallswinkels des Schallstrahles von der Entfernung. Bei den verschiedenen Gutenbergschen Rechnungen liegen die größten Winkel  $e$  bei den weitesten Entfernungen, während nach der Wiechertschen Rechenweise gerade die flachesten Strahlen dort ankommen sollen. Eine Entscheidung zwischen beiden Rechenarten kann man einmal aus einer Laufzeitkurve erhalten nach

$$\cos e = \frac{v_0}{\frac{\partial \Delta}{\partial t}} \quad (1)$$

wo  $v_0$  die normale Schallgeschwindigkeit,  $\frac{\partial \Delta}{\partial t}$  die Oberflächengeschwindigkeit ist, oder aber man geht direkt vor und mißt  $e$  selbst mit einer Stationskombination.

Um den Einfallswinkel des Schalles mit der Horizontalebene zu bestimmen, geht ein Vorschlag von Angenheister\*\*) dahin, die Schallankunftszeiten in zwei verschiedenen übereinander liegenden Höhen zu messen. Stellt man z. B. am Fuße ( $P_2$ ) und auf der Spitze ( $P_1$ ) eines Turmes zwei Schallregistrierapparate auf, so erhält man aus der Differenz ( $T_2 - T_1$ ) der Schallankunftszeiten in  $P_1$  bzw.  $P_2$  unter der Voraussetzung einer ebenen Wellenfläche den Einfallswinkel  $e$  zu (Fig. 1)

$$e = \arcsin \frac{(T_2 - T_1) \cdot v}{h} \quad (2)$$

Diese Beobachtungsmethode hat den Vorteil, nur zwei Apparate zu benötigen, sie liefert jedoch das Azimut des Schalles nicht mit und ist von dem Vorhandensein eines entsprechenden Turmes bzw. eines steilen Berges abhängig. Um  $e$  hinreichend sicher bestimmen zu können, müßten die Zeitmessungen relativ sehr genau ausgeführt werden. Die Fig. 2 gibt den Winkelfehler  $de$  in Ab-

\*) E. Wiechert: Nachr. Gött. Ges. d. Wiss. 1925, Heft 1, S. 49–69; 1926, Heft 2, S. 93–103.

\*\*) G. Angenheister: Meteorol. Zeitschr. 1926, Heft 12, S. 1–4.

hängigkeit von  $e$  für einen Zeitfehler von 0.01 sec bei einer Turmhöhe  $h = 50$  m und einer Schallgeschwindigkeit von  $v = 340$  m/sec gemäß der Formel

$$de = \frac{v}{h \cdot \cos e} \cdot d(T_2 - T_1) \dots \dots \dots (3)$$

Um im Gelände an jedem Orte den Einfallswinkel  $e$  messen zu können, habe ich einen anderen Weg eingeschlagen: Man berechnet aus den relativen Eintrittszeiten des Schalles an drei Stationen, deren gegenseitiger Abstand klein gegen die Herdentfernung ist, die Richtung der Wellennormale unter der Annahme, daß die Wellenfläche eine Ebene ist. (Obwohl zwei Stationen bei bekanntem Azimut genügen würden, so soll wegen der zu erreichenden Genauigkeit von dieser Vereinfachung abgesehen werden.) Im folgenden seien kurz die Ableitungen der Formeln skizziert. Sind in einem rechtwinkligen Koordinaten-

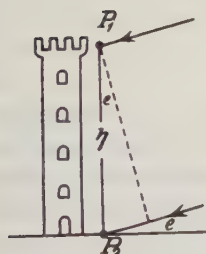


Fig. 1.

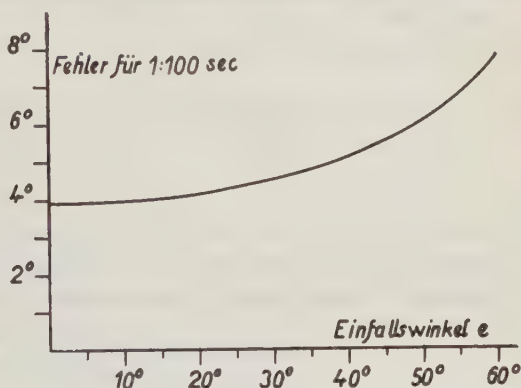


Fig. 2.

system  $x, y, z$  die Winkel  $\alpha, \beta, \gamma$  die Richtungswinkel der Flächennormale, so stellt Gleichung (4) die Wellenfläche des Schalles dar, die durch den Punkt  $P(x, y, z)$  geht

$$x \cos \alpha + y \cos \beta + z \cos \gamma = v(T - T_0) \dots \dots \dots (4)$$

wo  $v \cdot (T - T_0)$  den Abstand der Ebene vom Koordinatenursprung  $P_0$  bedeutet, wenn  $T_0$  die Ankunftszeit des Schalles in  $P_0$  ist. Die Aufgabe besteht darin, aus den relativen Schalleintrittszeiten in den drei Punkten

Station	Koordinaten			Zeit
$P_0$ . . . . .	0	0	0	$T_0$
$P_1$ . . . . .	$x_1$	0	$z_1$	$T_1$
$P_2$ . . . . .	$x_2$	$y_2$	$z_2$	$T_2$

die Richtungswinkel  $\alpha, \beta, \gamma$  des Schallstrahles zu bestimmen. Da sowohl  $P_0$ , wie  $P_1$  und  $P_2$  Punkte der Wellenfläche (4) sind, hat man zur Bestimmung der Unbekannten folgende Gleichungen

$$\left. \begin{aligned} x_1 \cdot \cos \alpha + z_1 \cdot \cos \gamma &= (T_1 - T_0) v = \mathcal{A}_1 \\ x_2 \cdot \cos \alpha + y_2 \cdot \cos \beta + z_2 \cdot \cos \gamma &= (T_2 - T_0) v = \mathcal{A}_2 \end{aligned} \right\} \dots \dots (5)$$

$$\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma = 1$$



Führt man die Rechnung durch, so wird

$$\sin e^*) = \cos \gamma = \frac{\frac{A_1}{x_1} \cdot \frac{z_1}{x_1} + \left( \frac{z_2}{y_2} - \frac{x_2}{y_2} \cdot \frac{z_1}{x_1} \right) \left( \frac{A_2}{y_2} - \frac{x_2}{y_2} \cdot \frac{A_1}{x_1} \right)}{1 + \left( \frac{z_1}{x_1} \right)^2 + \left( \frac{z_2}{y_2} - \frac{x_2}{y_2} \cdot \frac{z_1}{x_1} \right)^2}$$

$$\sqrt{\frac{\left[ \frac{A_1}{x_1} \cdot \frac{z_1}{x_1} + \left( \frac{z_2}{y_2} - \frac{x_2}{y_2} \cdot \frac{z_1}{x_1} \right) \left( \frac{A_2}{y_2} - \frac{x_2}{y_2} \cdot \frac{A_1}{x_1} \right) \right]^2 + \left[ 1 - \left( \frac{A_1}{x_1} \right)^2 - \left( \frac{A_2}{y_2} - \frac{x_2}{y_2} \cdot \frac{A_1}{x_1} \right)^2 \right] \left[ 1 + \left( \frac{z_1}{x_1} \right)^2 + \left( \frac{z_2}{y_2} - \frac{x_2}{y_2} \cdot \frac{z_1}{x_1} \right)^2 \right]}{\left[ 1 + \left( \frac{z_1}{x_1} \right)^2 + \left( \frac{z_2}{y_2} - \frac{x_2}{y_2} \cdot \frac{z_1}{x_1} \right)^2 \right]^2}$$

$$\cos \alpha = \frac{A_1}{x_1} - \frac{z_1}{x_1} \cdot \cos \gamma \quad \cos \beta = \frac{A_2}{y_2} - \frac{x_2}{y_2} \cdot \frac{A_1}{x_1} - \left[ \frac{z_2}{y_2} - \frac{x_2}{y_2} \cdot \frac{z_1}{x_1} \right] \cdot \cos \gamma \quad (6)$$

Das Azimut  $\varphi$  erhält man aus

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\cos \beta}{\cos \alpha} = \frac{\frac{A_2}{y_2} - \frac{x_2}{y_2} \cdot \frac{A_1}{x_1} - \left[ \frac{z_2}{y_2} - \frac{x_2}{y_2} \cdot \frac{z_1}{x_1} \right] \cdot \cos \gamma}{\frac{A_1}{x_1} - \frac{z_1}{x_1} \cdot \cos \gamma}$$

Die Formeln (6) werden bedeutend einfacher, wenn man die durch die Stationen 1, 2, 3 gegebene Ebene zugrunde legt, so daß  $z_1 = z_2 = 0$  werden: es ist nur zu beachten, daß man dann den so erhaltenen Einfallswinkel noch auf die Horizontalebene umrechnen muß. Für den besonderen Fall horizontaler Lagerung wird

$$\cos e = \sin \gamma = \sqrt{\left( \frac{A_1}{x_1} \right)^2 + \left( \frac{A_2}{y_2} - \frac{x_2}{y_2} \cdot \frac{A_1}{x_1} \right)^2} \dots \dots \dots (7)$$

und

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\frac{A_2}{y_2} - \frac{x_2}{y_2} \cdot \frac{A_1}{x_1}}{\frac{A_1}{x_1}} \dots \dots \dots (8)$$

Bei der Aufstellung der Apparate wird man am bequemsten den Winkel  $P_1 \hat{P}_0 P_2 \sim 90^\circ$  wählen, so daß  $x_2$  möglichst klein wird. Wir haben bei unseren Versuchen zudem  $P_0 P_1$  meistens annähernd in die Schallrichtung gelegt, so daß  $P_0 P_2$  nur zur Azimutkorrektion benutzt wurde. Die Formel (8) ist vom Schallmeßverfahren her schon\*\*) bekannt, um Geschütze, deren Entfernung groß zu den Dimensionen des Meßdreiecks sind, anzupeilen.

Die Stationsabstände sind durch die gegebene Zeitgenauigkeit annähernd bestimmt, wie eine kurze Fehlerbetrachtung zeigt. Der Einfachheit halber

\*) An Spezialfällen macht man sich leicht klar, daß die Wurzel mit negativem Vorzeichen gelten muß.

\*\*) E. v. Angerer und R. Ladenburg: Ann. d. Physik **66**, 293—322 (1921).



zeitigen Zeitmarken zu registrieren. Diese Versuchsregistrierung liefert die relative Zeitparallaxe der einzelnen Apparate. Um einen Überblick über die bei 8 bis 10 mm/sec Registriergeschwindigkeit erzielte Zeitgenauigkeit zu er-

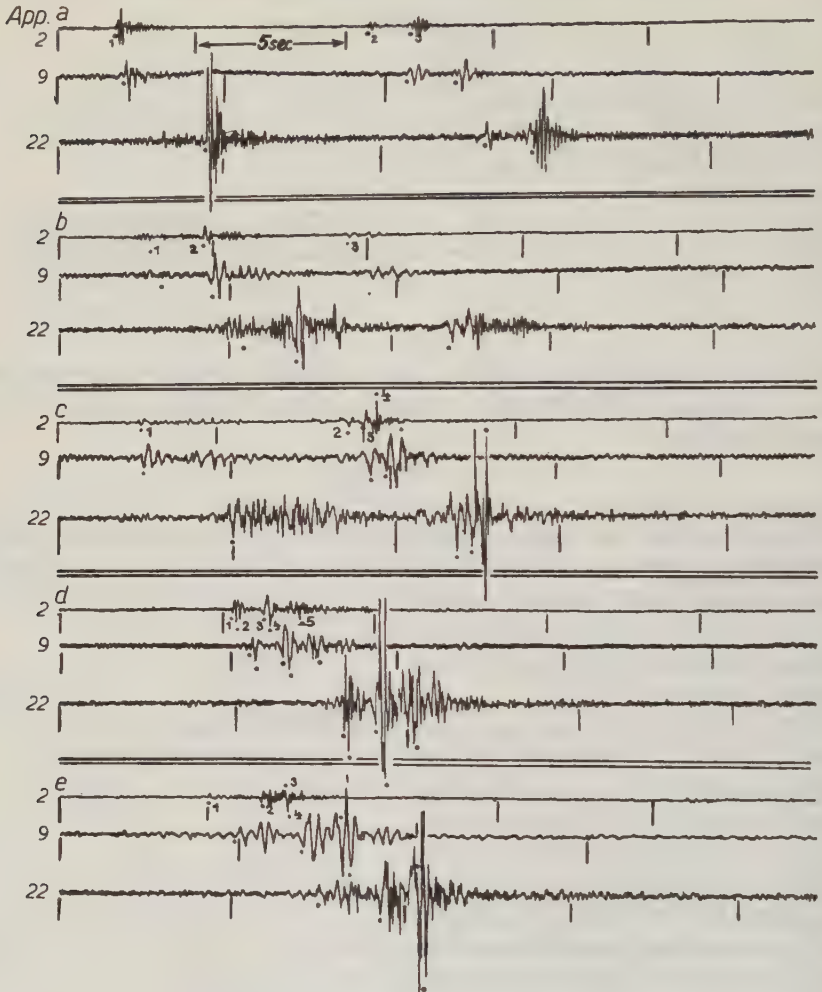


Fig. 6.

halten, seien hier die Werte für mehrere aufeinanderfolgende Probeschüsse wiedergegeben:

	Apparat Nr. 2 sec	Apparat Nr. 9 sec	Apparat Nr. 22 sec
Schuß 1: 9 <sup>h</sup> 10 <sup>m</sup> . . . . .	2.74	2.72	—
„ 2: 9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> . . . . .	2.67	2.65	2.75
„ 3: 9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> . . . . .	2.92	2.92	3.02

Daraus leiten sich folgende Korrekturen ab

Apparat Nr. 2: 0.00 sec      Apparat Nr. 9: 0.00 sec      Apparat Nr. 22: — 0.10 sec

Die Stationen  $P_0$ ,  $P_2$  und  $P_3$ ,  $P_1$  waren durch ein niedrigohmiges Doppelkabel miteinander verbunden; die drei Zeitmarkierer, die hintereinander bzw. parallel geschaltet waren, wurden von  $P_3$  aus durch einen einzigen Kontakt gleichzeitig direkt bestätigt. Die relative Zeitgenauigkeit dürfte bei dieser Anordnung wohl 0.01 bis 0.02 sec erreichen. Die Beobachtungen wurden von den Herren Dr. H. Martin\*), Dr. F. Wolf\*), Mechanikermeister H. Bressen und dem Verfasser ausgeführt. Der schnelle Aufbau des Stationsnetzes und das einwandfreie Funktionieren der etwas schwierigen Anordnung war nur durch das restlose Sicheinsetzen der einzelnen Teilnehmer zu erreichen. Die Apparate standen bei Benninggrün (siehe Fig. 5), die Koordinaten der Stationen sind

Punkt	Apparat	$x$	$y$	$z$	Zeit	Unterkunft
$P_0$	Nr. 2	0	0	0	$T_0$	Haus
$P_1$	" 22	— 841	0	+ 33	$T_1$	Zelt
$P_2$	" 9	— 26.5	+ 450	0	$T_2$	Haus

Die geographischen Koordinaten von  $P_1$  sind  $\lambda = 11^\circ 31.9'$ ,  $\varphi = 50^\circ 26.9'$ , das Azimut der Strecke  $P_0P_1$  gegen astronomisch Norden beträgt  $\psi = 41^\circ$ . In Fig. 6 sind die zu fünf Sprengungen gehörenden Registrierungen der drei Apparate in halber Originalgröße reproduziert. Die Zeitmarken | besitzen einen Abstand von 5 sec, die Anfangszeiten der jeweiligen Gruppen  $a \dots e$  sind aus umstehender Tabelle 1 zu entnehmen. Die für die Berechnung des Schallstrahles zusammengehörigen Einsätze sind durch einen Punkt bezeichnet und durchlaufend nummeriert. Die Witterungsverhältnisse waren sehr günstig:

Gruppe	Wind	Temperatur	Bewölkung
$a \dots$	2 m/sec, NNO	20°	bedeckt
$b, c \dots$	windstill < 0.2 m/sec	18	"
$d, e \dots$	" < 0.2 "	18	bedeckt, Regen

Die Schwankungen der einzelnen Werte für  $e$  über  $2^\circ$  sind reell und kaum in Meßfehlern zu suchen. Auffallend ist ferner, daß die  $e$ -Werte nachts im Mittel etwas größer sind als die Tageswerte\*\*).

Bei einer früheren Sprengung am 17. Juni 1927 in Jüterbog beobachteten wir in Lobenstein i. Th. ( $\varphi = 50^\circ 27.4'$ ;  $\lambda = 11^\circ 38.3'$ ) folgende Größen am

\*) Beide Herren beteiligten sich ebenfalls an der Auswertung der Messungen.

\*\*) Die  $e$ -Werte sind nach Formel (7) mit  $v_{200}$  bzw.  $v_{180}$  berechnet und dann auf die Horizontalebene korrigiert. Die Werte  $\varphi$  sind nach Formel (8) berechnet und mittels  $\psi = 41^\circ$  auf astronomisch Norden bezogen. Die Sprengzeiten sind nach einer freundlichen Mitteilung von Herrn Dr. Duckert für

$a$ :  $18^h 35^m 0.0 \pm 0.2$  sec       $b$ :  $19^h 30^m 0.0$  sec       $c$ :  $19^h 35^m 0.0$  sec  
 $d$ :  $01^h 10^m 0.0$  sec       $e$ :  $01^h 15^m 0.00$  sec.



Nachmittag:  $e = 16^\circ$ ,  $\varphi = 32^\circ$ . In beiden Fällen beträgt die Entfernung vom Sprengherd annähernd 200 km.

Tabelle 1.

Zeit		Apparate Nr.			$\frac{d_1}{v}$	$\frac{d_2}{v}$	$e$	$\varphi$	$\psi - \varphi$
		2 $T_0$ sec	22 $T_1$ sec	9 $T_2$ sec	$(T_1 - T_0)$ sec	$(T_2 - T_0)$ sec			
21. Juli 1927	$a$	42.50	42.40	42.50	—	—	—	—	—
18 <sup>h</sup> 46 <sup>m</sup>	1	44.64	46.95	44.52	2.31	— 0.12	15 <sup>0</sup>	9 <sup>0</sup>	32 <sup>0</sup>
	2	53.30	55.58	53.18	2.28	— 0.12	17	9	32
	3	54.81	57.04	54.66	2.23	— 0.15	20	10	31
19 <sup>h</sup> 41 <sup>m</sup>	$b$	42.80	42.70	42.80	—	—	—	—	—
	1	47.54	49.89	47.34	2.35	— 0.20	9	12	29
	2	52.29	54.62	52.13	2.33	— 0.16	13	11	30
19 <sup>h</sup> 46 <sup>m</sup>	3	52.31	54.63	52.16	2.32	— 0.15	14	10	31
	$c$	42.80	42.70	42.80	—	—	—	—	—
	1	45.22	47.58	45.01	2.36	— 0.21	13	13	28
	2	52.29	54.65	52.22	2.36	— 0.07	13	6	35
22. Juli 1927	3	52.86	55.12	52.68	2.26	— 0.18	18	12	29
	4	53.28	55.59	53.15	2.31	— 0.13	16	9	32
	$d$	43.50	43.40	43.50	—	—	—	—	—
01 <sup>h</sup> 21 <sup>m</sup>	1	49.38	51.49	49.13	2.11	— 0.25	25	16	25
	2	49.50	51.62	49.28	2.12	— 0.22	25	14	27
	3	50.35	52.40	50.15	2.05	— 0.20	29	14	27
	4	50.56	52.60	50.30	2.04	— 0.26	27	17	24
	5	51.44	53.56	51.19	2.12	— 0.25	24	16	25
01 <sup>h</sup> 26 <sup>m</sup>	$e$	43.50	43.40	43.50	—	—	—	—	—
	1	48.70	50.92	48.50	2.22	— 0.20	20	13	28
	2	50.54	52.73	50.30	2.19	— 0.24	21	15	26
	3	51.46	53.73	51.26	2.27	— 0.20	17	13	28
	4	51.52	53.84	51.39	2.32	— 0.13	15	9	32

Die obigen Messungen selbst sind zur Entscheidung der eingangs gestellten Frage noch nicht hinreichend; sie sollen vielmehr nur die Methode illustrieren und bilden einen Teil der weiterhin in verschiedenen Entfernungen mit einheitlichen Apparaten und besserer Zeitmarkierung noch auszuführenden Beobachtungen.

Jena, Reichsanstalt für Erdbebenforschung, Juli 1927.

## **Die Bestandteile des magnetischen Feldes bei geophysikalischen Bodenuntersuchungen mit Wechselstrom und seine Beeinflussung durch leitende Einlagerungen.**

Von **W. Heine** in Starnberg. — (Mit siebzehn Abbildungen.)

Es wird unter vereinfachenden Annahmen, deren Zulässigkeit diskutiert wird, das magnetische Feld des bei elektrischer Bodenuntersuchung in homogenem Boden und in Einlagerungen abweichender Leitfähigkeit fließenden Wechselstromes berechnet. Nach den gewonnenen Formeln wird für eine Reihe von Beispielen die Änderung des Neigungswinkels des magnetischen Vektors bei Überschreiten eines Erzganges in Kurven dargestellt, und zum Vergleich werden zwei im Gelände gewonnene Messungen gebracht. Schließlich wird der Verlauf des von der Stromzuleitung zu den Elektroden im Boden induzierten Stromwirbelfeldes abgeleitet.

Neben die bekannte Potentiallinienmethode tritt bei Untersuchungen des Untergrundes auf Einlagerungen abweichender Leitfähigkeit mittels dem Boden durch Elektroden zugeführten Wechselstromes in steigendem Maße\*) die Ausmessung des Verlaufs des magnetischen Vektors dieses Stromes mittels Induktionsspule. Diese Spule ist um eine vertikale und eine horizontale Achse drehbar angeordnet und gestattet deshalb, durch Einstellung auf Minimum der Induktion in zwei zueinander senkrechten Achsenlagen die Richtung der Horizontalkomponente und die Neigung des magnetischen Vektors gegen die Horizontale an den verschiedenen Punkten des Untersuchungsgebietes festzustellen. Mit Hilfe einer Gleichrichteranordnung und eines Galvanometers kann außerdem auch die Intensität des magnetischen Vektors oder seiner Komponenten gemessen werden.

Im Unterschied zu den Meßgrößen der Potentiallinienmethode, bei welcher mit Sonden die lokale Spannungsverteilung und Stromrichtung an den einzelnen Meßpunkten festgestellt wird, ist der magnetische Vektor die Resultante des magnetischen Feldes des gesamten Stromes. Auf seine Richtung und Größe hat aber außer dem im Boden fließenden Strome auch noch der in der Zuleitung von der Stromquelle zu den Elektroden fließende Strom wesentlichen Einfluß. Da in dieser Leitung die gleiche Strommenge fließt, die sich in dem gesamten Untergrund verteilt, ist ohne weiteres ersichtlich, daß das magnetische Feld der Leitung einen beträchtlichen Beitrag zu dem resultierenden magnetischen Vektor liefern muß.

Man kann sich den magnetischen Vektor an irgend einem Punkte des Untersuchungsgebietes zusammengesetzt denken aus drei Bestandteilen: 1. aus dem magnetischen Felde der Leitung, 2. aus dem magnetischen Felde des in den

---

\*) Siehe Dr. Reich: Der gegenwärtige Stand und die Entwicklungsaussichten der geophysikalischen Untergrundforschung. „Metall und Erz“, Heft 11, 1926.

besser leitenden Einlagerungen fließenden Stromes, 3. aus dem Felde des Stromes, welcher in dem nach Ausscheiden der Einlagerungen ungestörten und elektrisch homogenen Boden fließt.

Um einen Überblick über den Verlauf des magnetischen Feldes zu gewinnen, sollen im folgenden unter vereinfachenden Annahmen diese drei Bestandteile berechnet und für einige Beispiele verschiedener Lagen eines gut leitenden Ganges die Kurven der Neigungswinkel des magnetischen Vektors gegen die Horizontale gezeichnet werden\*).

**I. Näherungsweise Berechnung der magnetischen Felder.** 1. Das Feld der Leitung. Nimmt man an, daß die Stromzuleitung zu den Elektroden geradlinig auf deren Verbindungslinie verläuft, dann ist das magnetische Feld der Leitung in einem Punkte des Untersuchungsgebietes gegeben durch

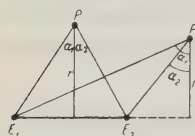


Fig. 1.

$$H_L = \frac{J}{r} (\sin \alpha_1 \pm \sin \alpha_2).$$

Dabei ist  $J$  die Stromstärke in der Leitung,  $r$  die Länge des Lotes von  $P$  auf die Elektrodenverbindungslinie und  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  die Winkel zwischen diesem Lote und den Strahlen von  $P$  zu den Elektroden (s. Fig. 1). Dabei gilt das positive Vorzeichen, wenn der Fußpunkt des Lotes zwischen die Elektroden fällt, das negative, wenn er in die Verlängerung der Elektrodenverbindungslinie über die Elektrode hinaus fällt. Liegt  $P$  auf der Mittelsenkrechten zu der Leitung, und hat diese die Länge  $2L$ , dann wird

$$H_L = \frac{2J}{r} \cdot \frac{L}{\sqrt{L^2 + r^2}}.$$

2. Das magnetische Feld einer leitenden Platte. Um dem Charakter der in der Natur am häufigsten auftretenden Art von Erzlagerstätten möglichst nahe zu kommen, werde die gut leitende Einlagerung angesehen als eine Platte von der Dicke 1, einer Breitenerstreckung senkrecht zur Stromrichtung von  $-a$  bis  $+b$  und einer so großen Längserstreckung, in Richtung des Stromflusses, daß sie zur Berechnung mit für die Praxis genügender Näherung als „unendlich“ gesetzt werden kann. Diese Annahme erscheint dadurch gerechtfertigt, daß bei der Lokalisierung von Erzgängen oder -lagern wesentlich der Einfluß des Feldes der Einlagerung über dem Störungskörper oder in seiner unmittelbaren Nähe von Interesse ist, also dort, wo die Längserstreckung desselben jedenfalls groß gegen seinen Abstand vom Meßpunkt ist.

Liege der Aufpunkt, in dem das Feld der Platte berechnet werden soll, in der  $y$ -Achse in einem Abstand  $y = p$  von der Platte und erstrecke sich

\*) Ausführlicher behandelt in einem demnächst erscheinenden Heft der Sammlung geophysikalischer Schriften, herausgegeben von Prof. C. Mainka, Verlag Gebr. Borntraeger, Berlin.

diese von  $x = -a$  bis  $x = +b$ , dann ist die  $x$ -Komponente des magnetischen Feldes eines Stromfadens mit der Stromdichte  $\Im$  in  $P$

$$h_x = \frac{2\Im p}{p^2 + x^2} dx.$$

Für die ganze Platte ergibt sich dann die  $x$ -Komponente in  $P$  zu

$$H_x = 2p\Im \int_{-a}^{+b} \frac{dx}{p^2 + x^2} = 2\Im \left( \operatorname{arctg} \frac{b}{p} + \operatorname{arctg} \frac{a}{p} \right).$$

Analog ergibt sich für die  $y$ -Komponente des Feldes

$$H_y = 2\Im \int_{-a}^{+b} \frac{x}{p^2 + x^2} dx = \Im \ln \frac{x^2 + b^2}{x^2 + a^2}$$

oder, wenn man die Längen der Strahlen  $r_a$  und  $r_b$  vom Aufpunkt zu den Rändern der Platte einführt,

$$H_y = -\Im \ln \frac{r_a}{r_b}.$$

Das besagt: das magnetische Feld einer leitenden Platte hat an einem außerhalb gelegenen Aufpunkt  $P$  eine Komponente parallel der Platte proportional dem Bogen des Winkels, unter dem die Plattenbreite vom Aufpunkt aus erscheint, und eine Komponente senkrecht zur Platte proportional dem natürlichen Logarithmus der Quotienten der Abstände der Plattenränder vom Aufpunkt. Für eine unendlich breite Fläche wird

$$H_x = 2\pi\Im; \quad H_y = 0,$$

d. h. ihr Abstand vom Aufpunkt geht nicht mehr in die Formel ein.

Von besonderer Bedeutung für die Anwendung dieser Rechnungen auf die Verhältnisse im Erdboden ist die Frage, wie sich das Feld einer gegen die  $x$ -Achse um einen Winkel  $\varepsilon$  geneigten Fläche in einem Punkte  $P$  darstellt, da dies einer schräg einfallenden Gangzone entspricht. Sei  $H_d$  die magnetische Feldkomponente senkrecht zur Fläche,  $H_p$  die zu ihr parallele, dann ist

$$H_x = H_p \cos \varepsilon + H_d \sin \varepsilon,$$

$$H_y = H_p \sin \varepsilon - H_d \cos \varepsilon.$$

$H_p$  ist dabei wieder der Bogen des Winkels, unter dem die Fläche von  $P$  aus erscheint,  $H_d$  der Logarithmus des Quotienten der Abstände der Plattenränder von  $P$ .

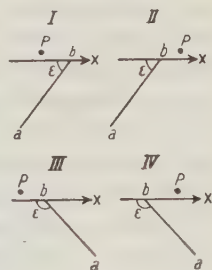


Fig. 2.



Zur Untersuchung der Vorzeichen von  $H_p$  und  $H_d$  müssen vier Fälle unterschieden werden, die in Fig. 2 mit I bis IV bezeichnet sind. Sie unterscheiden sich voneinander durch die Richtung des Einfallens der Platte in bezug auf die Richtung der  $x$ -Achse und durch die Lage des Aufpunkts  $P$  zur Platte. Das Ergebnis solcher Untersuchung ist dann folgendes: wird der Bogen des Winkels von  $H_p$  stets in der Richtung von der Oberfläche nach der Tiefe zu genommen (Richtung  $b$  bis  $a$ ), dann ist  $H_p$  positiv zu setzen, wenn der Bogen im Uhrzeigersinn verläuft, negativ, wenn entgegengesetzt.  $H_d$  hat stets das Vorzeichen von  $\ln \frac{r_a}{r_b}$ . Beachtet man noch, daß für Fall III und IV  $\cos \varepsilon$  negativ ist, dann ergibt sich für die Vorzeichen in den obigen Formeln von  $H_x$  und  $H_y$  folgende Tabelle:

	I	II	III	IV
$H_p \cos \varepsilon$ . . . . .	+	—	—	+
$H_p \sin \varepsilon$ . . . . .	+	—	+	—
$H_d \sin \varepsilon$ . . . . .	+	+	+	+
$H_d \cos \varepsilon$ . . . . .	+	+	—	—

Beim Übergang von I nach II bzw. von III nach IV, d. h. beim Überschreiten des Ausbisses der Fläche mit dem Aufpunkt, kehrt sich also das Vorzeichen von  $H_p$  um, das von  $H_d$  bleibt das gleiche.

3. Das magnetische Feld des in dem elektrisch homogenen Boden fließenden Stromes. Eine strenge Berechnung dieses Feldes scheitert an der Schwierigkeit, dieses Feld des Stromverlaufs in einem leitenden Halbraum mathematisch exakt und zugleich numerisch berechenbar darzustellen. Es werde deshalb angenommen, daß der im (abzüglich der Einlagerungen) homogenen Boden fließende Strom über einen endlichen, genügend großen Querschnitt gleichmäßig verteilt sei. Die Länge der als geradlinig angesehenen Stromfäden werde wieder gleich „unendlich“ gesetzt. Dann läßt sich das magnetische Feld dieses Stromes für einen Punkt außerhalb seines Querschnitts berechnen.

Die obigen Annahmen entsprechen an sich nicht den tatsächlichen Verhältnissen. Weder ist der Strom über einen endlichen Querschnitt gleichmäßig verteilt, noch sind die Stromfäden geradlinig und unendlich lang, sondern sie sind gekrümmt und enden an den Elektroden. Trotzdem erscheinen für eine näherungsweise Berechnung des magnetischen Feldes diese Vereinfachungen zulässig. Denn hier hat man es stets mit dem Integral der Wirkungen der einzelnen Punkte des Feldes zu tun, d. h. mit gewissen Mittelwerten. Wenn auch in Wirklichkeit die Stromdichte bei homogenem Gelände in der Nähe der Elektrodenverbindungsline am größten ist und nach den Seiten und nach der Tiefe zu kontinuierlich abnimmt, so zeigt doch die Erfahrung, daß bei Entfernungen von der Elektrodenverbindungsline, welche etwa dem halben Elektrodenabstand entsprechen, die Abnahme der Stromdichte nicht so erheblich ist, daß in der Gesamtwirkung die Annahme homogener Stromdichte wesentliche Fehler befürchten läßt. Durch die Begrenzung des Querschnitts tritt ferner

in den Formeln auch eine Vertikalkomponente des Feldes auf, welche bei genügendem Abstand vom Rande des rechteckigen Querschnitts hinreichend klein bleibt, um für die durch die Abnahme der Stromdichte in Wirklichkeit auftretende Vertikalkomponente ein Äquivalent zu sein. Die Dimensionen des Querschnitts müssen so gewählt werden, daß die damit errechneten Feldwerte in Verbindung mit den von der Leitung und von den Einlagerungen herrührenden Bestandteilen möglichst gut dem experimentellen Befund entsprechen. Dies ist der Fall, wenn man für den Querschnitt eine Breite von der Größe des Elektrodenabstandes nach jeder Seite von der Leitung und eine Tiefe von 100 m annimmt. Bei einer Elektrodenentfernung von 2000 m wäre somit der Querschnitt zu setzen  $100 \cdot 4000 \text{ m} = 4 \cdot 10^5 \text{ m}$ . Durch diesen Querschnitt soll dann der ganze Erdstrom, welcher gleich dem Leitungsstrom verringert um den Strom in der Einlagerung ist, fließen.

Die Annahme geradliniger, unendlich langer Stromfäden läßt sich bei der Berechnung des magnetischen Feldes dadurch rechtfertigen, daß bei genügend großem Elektrodenabstand und hinreichender Entfernung von den Elektroden die Stromfäden in der Umgebung des Aufpunktes als geradlinig angesehen werden dürfen. Da sich ferner der Strom auch in die Gebiete hinter den Elektroden ausbreitet, dürfte die Annahme unendlich langer Stromfäden, abgesehen von der näheren Umgebung der Elektroden, zu geringerem Fehler führen, als wenn man die Stromfäden auf die Länge des Elektrodenabstandes beschränken wollte.

Es liege der Aufpunkt in dem Ursprung des Koordinatensystems und der Strom fließe senkrecht zur Zeichenebene (Fig. 3) von vorn nach hinten. Der rechteckige Querschnitt des Leiters erstrecke sich von  $x = -a$  bis  $x = +b$  und von  $y = -t$  bis  $y = -h$ . Dann ist die  $x$ -Komponente des magnetischen Feldes eines Stromfadens von dem Querschnitt  $dx dy$  und der Stromdichte  $\mathfrak{J}$

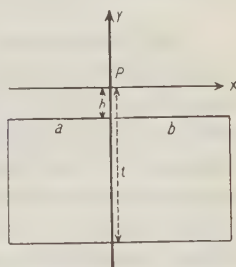


Fig. 3.

$$h_x = -2\mathfrak{J} \frac{y}{x^2 + y^2} dx dy.$$

Die  $x$ -Komponente des Feldes des gesamten Stromes ist somit

$$H_x = -2\mathfrak{J} \int_{-a}^{+b} \int_{-t}^{-h} \frac{y}{x^2 + y^2} dx dy.$$

Die Integration nach  $x$  liefert zunächst

$$H_x = -2\mathfrak{J} \int_{-t}^{-h} \left( \arctg \frac{b}{y} + \arctg \frac{a}{y} \right) dy = -2\mathfrak{J} \int_{-t}^{-h} \left( \arctg \frac{y}{b} + \arctg \frac{y}{a} \right) dy.$$

Nun ist  $\int \operatorname{arctg} z \, dz = z \operatorname{arctg} z + \frac{1}{2} \ln(1 + z^2)$ . Somit ergibt die Integration nach  $y$

$$H_x = 2 \Im \left\{ t \left( \operatorname{arctg} \frac{t}{b} + \operatorname{arctg} \frac{t}{a} \right) - h \left( \operatorname{arctg} \frac{h}{b} + \operatorname{arctg} \frac{h}{a} \right) + \frac{b}{2} \ln \frac{b^2 + t^2}{b^2 + h^2} + \frac{a}{2} \ln \frac{a^2 + t^2}{a^2 + h^2} \right\}.$$

In gleicher Weise stellt sich die  $y$ -Komponente dar durch

$$h_y = 2 \Im \frac{x}{x^2 + y^2} dx dy$$

und die Integration liefert

$$H_y = 2 \Im \left\{ b \left( \operatorname{arctg} \frac{b}{t} - \operatorname{arctg} \frac{b}{h} \right) - a \left( \operatorname{arctg} \frac{a}{t} - \operatorname{arctg} \frac{a}{h} \right) - \frac{t}{2} \ln \frac{t^2 + a^2}{t^2 + b^2} + \frac{h}{2} \ln \frac{h^2 + a^2}{h^2 + b^2} \right\}.$$

Zur Berechnung der Wirkung von Einlagerungen ist es am einfachsten und anschaulichsten, nach dem Kirchhoffschen Gesetz eine Stromverzweigung anzunehmen, derart, daß sich die Stromstärken in den verschiedenen Querschnitten im Verhältnis ihrer Leitfähigkeiten verteilen. Um hierbei den gemessenen Werten Rechnung zu tragen, ist es aber nötig, die Leitfähigkeitsunterschiede beträchtlich zu reduzieren. Denn tatsächlich verteilt sich ja nicht der gesamte Erdstrom wie bei einer Stromverzweigung linearer Leiter auf die beiden Querschnitte, sondern im wesentlichen nur der in der Umgebung der Einlagerung fließende Strom, wobei sich nach den Seiten hin ein allmählicher Ausgleich der Wirkung vollzieht. Als den tatsächlichen Verhältnissen am besten entsprechend ergibt sich somit die Annahme eines Verhältnisses der spezifischen Leitfähigkeiten von 1:10 bis höchstens 1:10<sup>8</sup>.

Sei  $J$  der Gesamtstrom (Leitungsstrom),  $J_1$  der Strom im Boden mit dem Querschnitt  $q_1$  und dem spezifischen Widerstand  $\sigma_1$ , und  $J_2$  der in der Einlagerung mit dem Querschnitt  $q_2$  und dem spezifischen Widerstand  $\sigma_2$  fließende Strom, dann ist also, da die Längen der Stromfäden in 1 und 2 nach der Verzweigung als gleich angesehen werden können, das Verhältnis der Stromstärken

$$J_1 : J_2 = \sigma_2 q_1 : \sigma_1 q_2$$

und daraus folgt, wegen  $J_1 + J_2 = J$ ,

$$J_1 = J \frac{\sigma_2 q_1}{\sigma_1 q_2 + \sigma_2 q_1}, \quad J_2 = J \frac{\sigma_1 q_2}{\sigma_1 q_2 + \sigma_2 q_1},$$

und da die Stromdichten gleich Stromstärke: Querschnitt sind, ist

$$\Im_1 = \frac{J \sigma_2}{\sigma_1 q_2 + \sigma_2 q_1}, \quad \Im_2 = \frac{J \sigma_1}{\sigma_1 q_2 + \sigma_2 q_1}.$$

Sei z. B. der Störungskörper eine Gangzone von 1 m Breite und 100 m Tiefenerstreckung, dann ist  $q_3 = 10^2$ ; nach obigem soll  $q_1 = 4 \cdot 10^6$  sein; wird  $\frac{\sigma_1}{\sigma_3} = 10^3$  gesetzt, dann ergibt sich daraus

$$\mathfrak{I}_1 = \frac{1}{4.1} \cdot 10^{-5}, \quad J = 2.44 \cdot 10^{-6} J; \quad \mathfrak{I}_2 = 2.44 \cdot 10^{-4} J$$

und für ein Verhältnis  $\frac{\sigma_1}{\sigma_3} = 10^3$

$$\mathfrak{I}_1 = 2 \cdot 10^{-6} J, \quad \mathfrak{I}_2 = 2 \cdot 10^{-3} J.$$

Nimmt man als Mächtigkeit der Einlagerung statt der Breite von 1 m nur eine solche von 0.1 m, dann gelten die gleichen Zahlenwerte wie oben, wenn man das Verhältnis der spezifischen Widerstände jeweils um eine Zehnerpotenz erhöht.

**II. Die Änderung der Neigung des magnetischen Vektors bei Überschreiten einer leitenden Einlagerung.** Nach den oben abgeleiteten Formeln läßt sich die Neigung des magnetischen Feldes für verschiedene Lagen gang-

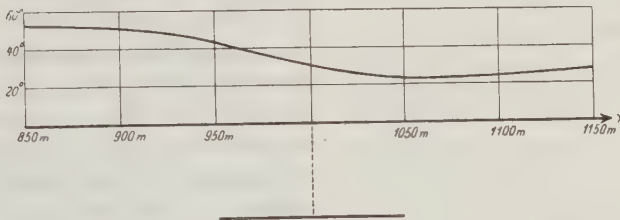


Fig. 4.

förmiger Einlagerungen berechnen. Die im folgenden wiedergegebenen und besprochenen Kurven sind auf diese Weise durch Berechnung für eine ganze Reihe Meßpunkte längs eines Profils senkrecht zu Leitung und Störungskörper gewonnen. Nach den oben gemachten Annahmen sind die Profile also senkrecht zu Leitung, Stromrichtung und Streichrichtung der Einlagerung genommen. Als Abszissen sind die Entfernungen der Meßpunkte von der Leitung, als Ordinaten die Neigungswinkel des magnetischen Vektors gegen die Horizontale aufgetragen, wobei der Vektor in Richtung auf die Leitung zu einfällt. Die Neigungswinkel sind gewonnen aus der Superposition der drei oben einzeln berechneten Felder. Unterhalb der Abszissenachse ist die Lage und Neigung der störenden Schichten gezeichnet. Als Verhältnis der spezifischen Widerstände ist, wenn nichts anderes bemerkt ist, für eine Mächtigkeit der Einlagerung von 10 cm nach den obigen Darlegungen  $10^3$  angenommen.

Die Kurve Fig. 4 zeigt die Änderung des Neigungswinkels bei Überschreiten einer 50 m tiefen und 100 m breiten horizontalen Platte, die Kurve Fig. 5 den Einfluß eines vertikal stehenden Ganges, welcher 5 m unter der Oberfläche ansetzt und von dort 100 m tief herabreicht. Fig. 5 läßt erkennen,



daß die Neigungswinkel bei Annäherung an den Gang stark abnehmen, das Minimum der Neigung aber erst jenseits des Ganges erreicht wird. Über dem Gange hat die Kurve einen Wendepunkt.

Um den Einfluß der Leitung zu erkennen, gibt die Kurve Fig. 6 die Neigungswinkel unter sonst gleichen Verhältnissen wie in Fig. 5, doch unter Ausschaltung der Leitungskomponente. Die negativen Werte der Winkel bedeuten ein Einfallen des Vektors nach der anderen Seite, d. h. von der Leitung fort.

Von großem praktischen Interesse ist der Fall, daß der Gang schräg einfällt, da dies in der Wirklichkeit am häufigsten vorkommt. Fig. 7 gibt die

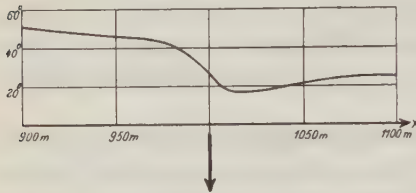


Fig. 5.

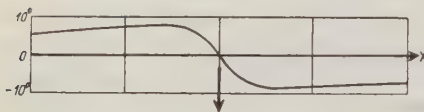


Fig. 6.

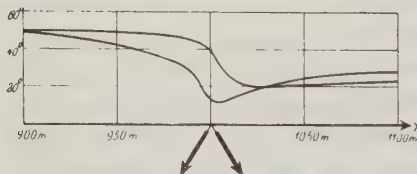


Fig. 7.

Winkelkurve für einen mit  $60^\circ$  gegen die Horizontale einfallenden Gang, welcher 5 m flach unter der Oberfläche ansetzt und 100 m flach von dort hinabreicht. Die Kurve *a* zeigt die Änderung der Neigungswinkel bei einem Einfallen des Ganges auf die Leitung zu, die Kurve *b* bei seinem Einfallen von der Leitung fort. Der Verlauf beider Kurven ist charakteristisch verschieden: die Krümmung der Kurve *a* setzt allmählich an, fällt kurz vor dem Ausbiß des Ganges steil ab bis zu einem scharfen Minimum kurz hinter dem Ausbiß und steigt dann erst steiler, dann langsamer wieder an, um in größerer Entfernung vom Ausbiß (etwa 100 m) horizontal zu werden und in noch größerer Entfernung (in der Figur nicht mehr gezeichnet) wieder abzufallen. Die Kurve *b* ist bis etwa 20 m vor dem Ausbiß fast linear und nur

sehr wenig geneigt, fällt dann scharf ab, hat über dem oberen Ende des Ganges b einen Wendepunkt und biegt in sanfter Krümmung zu einem breiten Minimum um, das aber erheblich weniger tief liegt als bei *a*, hinter welchem sie langsam wieder ansteigt.

Ganz analog verhalten sich die Kurven in den Fig. 8 und 9. In diesen beiden Beispielen fällt der Gang unter einem Winkel von etwa  $26^\circ$  ein, und zwar gilt wieder jeweils die Kurve *a* für ein Einfallen des Ganges auf die Leitung zu, Kurve *b* für ein Einfallen von der Leitung fort. Für Fig. 8 ist angenommen, daß der Gang 10 m flach unter der Oberfläche ansetzt und sich wieder 100 m flach nach der Tiefe erstreckt. Bei Fig. 9 beginnt die bessere Leitfähigkeit erst 50 m flach unter dem Ausbiß und erstreckt sich von dort nur 50 m flach in die Tiefe. Wie zu erwarten steht, ist deshalb die Änderung der Neigungswinkel weniger groß und die Kurven zeigen weniger scharfe

Krümmung. In den Kurven *b* der Fig. 8 und 9 liegt wieder, wie in Fig. 7, der obere Wendepunkt der Kurve senkrecht über der oberen Grenze des Gebietes besserer Leitfähigkeit und das Minimum liegt etwa über seinem unteren Rande, im Unterschied zu Fig. 7, Kurve *b*, wo es um etwa 12 m in Richtung auf den Ausbiß hin verschoben ist. Es ist klar, daß bei den flacheren Lagerungsverhältnissen der Fig. 8 und 9 die untere Grenze des Ganges stärker zur Wirkung gelangen muß, als bei dem relativ steil stehenden und damit in größere Tiefe hinabreichenden Gang der Fig. 7. Dagegen prägt sich in den Kurven *a* die untere Grenze des Ganges nicht deutlich aus. Das Minimum der *a*-Kurven liegt diesmal annähernd über dem oberen Rande des besser leitenden Gebietes.

Fig. 10 zeigt die Änderung der Neigungswinkel für den Fall zweier paralleler Gänge, deren Ausbisse 50 m voneinander entfernt liegen und die wieder mit

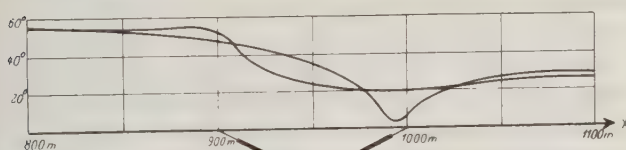


Fig. 8.

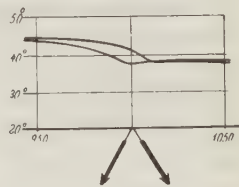


Fig. 11.

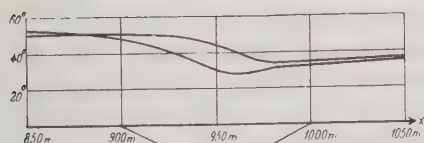


Fig. 9.

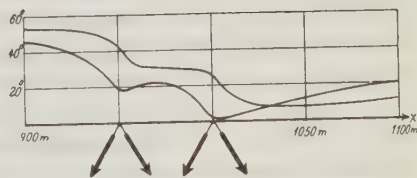


Fig. 10.

60° einfallen und von flach 5 m ab flach 100 m nach der Tiefe bessere Leitfähigkeit besitzen. Die Kurve *b* hat diesmal zwei Wendepunkte entsprechend den oberen Grenzen der besseren Leitfähigkeit der beiden Gänge. Die beiden Minima der Kurve *a* liegen jeweils einige Meter hinter dem Ausbiß des betreffenden Ganges.

Um die Wirkung einer Änderung des Verhältnisses der spezifischen Widerstände zu veranschaulichen, gibt Fig. 11 die Winkelkurve für die Lagerungsverhältnisse von Fig. 7 bei einem Leitfähigkeitsverhältnis von  $10^2$ . Die Winkel sind dabei in doppeltem Maßstab aufgetragen. Man sieht, daß der Charakter der Kurven der gleiche bleibt, dagegen die Winkeländerungen erheblich geringer sind. Die Komponenten des Leitungseinflusses und des homogenen Feldes bestimmen hier wesentlich stärker als in Fig. 7 den Feldverlauf.

In Ergänzung dieser theoretisch berechneten Kurven zeigen die Fig. 12 und 13 zwei Ausschnitte von durch Messung im Gelände gewonnenen Kurven.

Bei Punkt A (Fig. 12), wo die Kurve eine Einlagerung anzeigt, ist ein nahezu senkrecht stehender Gang von Bleiglanz durch einen Schacht aufgeschlossen und bis etwa 50 m Teufe abgebaut. Seine untere Teufenerstreckung ist nicht bekannt. Punkt A liegt in einer Entfernung von der Leitung, welche nur etwa einem Drittel des Elektrodenabstandes entspricht. Demgemäß ist dort die Leitung von erheblicheren Einfluß als in den berechneten Kurven, wodurch die Änderung der Neigungswinkel verringert wird. Doch zeigt der Charakter der Kurve gute Übereinstimmung mit den berechneten Kurven, wodurch die Rechnungsansätze und gemachten Vereinfachungen gerechtfertigt erscheinen. Fig. 13 zeigt die Wirkung zweier paralleler Gänge, welche geologisch nachgewiesen, bisher aber noch nicht aufgeschlossen sind. Die Größe der Winkeländerung entspricht etwa der der Fig. 11.

Aus diesen Beispielen geht hervor, daß die Neigung des magnetischen Vektors durch Einlagerungen erheblich beeinflußt wird, sofern das Feld der

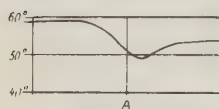


Fig. 12.

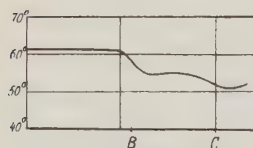


Fig. 13.

Leitung und der Einlagerung von gleicher Größenordnung sind. In der Nähe der Leitung überwiegt deren Feld so beträchtlich, daß dadurch die Wirkung der Einlagerung dort überdeckt wird. Sind die Felder aber von etwa gleicher Stärke, wie in den angeführten Beispielen den tatsächlichen Verhältnissen gemäß angesetzt wurde, dann läßt sich die Lage der Einlagerung aus der Kurve der Neigungswinkel bestimmen. Ferner zeigen die Kurven, daß es möglich ist, aus ihrem Verlauf die Einfallsrichtung der Einlagerung zu erkennen, und da sich auch die Kurven steil und flach einfallender Gänge unterscheiden, kann auch die

Art des Einfallens, wenn auch nicht der Einfallswinkel, aus dem Kurvenbild erkannt werden. Schließlich gibt die Größe der Änderung der Neigungswinkel einen Anhalt für das Leitfähigkeitsverhältnis zwischen Einlagerung und Nebengestein bzw. für die relative Mächtigkeit der Einlagerung.

**III. Die Vernachlässigung der Phasenverhältnisse und des im Boden induzierten Stromes.** Bei den obigen Betrachtungen wurden zwei Erscheinungen nicht berücksichtigt, welche bei Messungen mit Wechselstrom eine wesentliche Rolle spielen. Einmal die durch Phasenverschiebung zwischen den einzelnen Stromfäden im Boden untereinander wie auch zu dem in der Leitung fließenden Strom hervorgerufene Änderung des elektrischen und magnetischen Feldes. Die Herren M. Reich und F. Fischer haben für den der Untersuchung des Bodens mit Wechselstrom ganz analogen Fall der sogenannten Richtungskabel in Seewasser gezeigt\*), wie sich die Phase des Rückstroms mit zunehmender Entfernung von dem Strom zuführenden Kabel

\*) M. Reich und F. Fischer: Über die Stromverdrängung in Leitern mit un rundem Querschnitt. Zeitschr. f. Phys. 32, Heft 5.



kontinuierlich ändert. Ferner habe ich in der Physikalischen Zeitschrift\*) abgeleitet, daß durch die Leitfähigkeitsunterschiede von Einlagerungen und Nebengestein Phasenverschiebungen zwischen den einzelnen Stromfäden bewirkt werden und dadurch in der Nähe der Einlagerung eine elliptische Schwingung des elektrischen Vektors und eine Verschwenkung der großen Achse der Schwingungsellipse gegen die ursprüngliche Stromrichtung auftritt. Diese für die Messung der Potentiallinien sehr wesentlichen Erscheinungen müssen auf das magnetische Feld gleichfalls von Einfluß sein. Tatsächlich tritt auch bei der Ausmessung des magnetischen Feldes mit Induktionsspule verschiedentlich das unscharfe Minimum ohne völliges Verschwinden des Tones im Hörtelefon in der Minimumlage auf, welches für die Wirkung von Phasenverschiebungen charakteristisch ist. Trotzdem wurde hier von einer Berücksichtigung der Phasenverhältnisse abgesehen und diese einer späteren Arbeit vorbehalten, da bei der Ausmessung des magnetischen Feldes im Unterschied zu der Potentiallinienmessung lokale Phasenverschiebungen infolge der Integralwirkung weniger stark ins Gewicht fallen dürften. Eine kontinuierliche Änderung der Phase zwischen dem Strom in der Leitung und dem im Boden kann aber auf die durch die Einlagerung verursachte Änderung der Neigungswinkel des magnetischen Vektors, welche oben betrachtet wurde, nicht von ausschlaggebendem Einfluß sein.

Die andere nicht berücksichtigte Erscheinung ist die Induktionswirkung der Leitung auf den Untergrund. Neben dem elektrischen Strömungsfeld im Boden, hervorgerufen durch die Spannungsdifferenz an den Elektroden, tritt ein elektrisches Wirbelfeld auf, welches die von der Leitung ausgehenden magnetischen Kraftlinien im Boden induzieren. In der Nähe der Leitung ist dieses Feld so beträchtlich, daß bei Ausmessung der Potentiallinien diese durch die Leitung verschwenkt erscheinen\*\*). Da aber bei geradlinig zwischen den Elektroden verlegter Leitung, von der Umgebung der Elektroden abgesehen, die Stromfäden dieses Wirbelfeldes annähernd die gleiche Richtung wie die des elektrischen Strömungsfeldes haben und in genügendem Abstand von der Leitung nicht mehr wesentliche Stromstärke besitzen, durfte bei obiger Betrachtung auch dieses elektrische Wirbelfeld vernachlässigt werden.

Da aber dieses von der Leitung im Boden induzierte Stromfeld bisher kaum behandelt worden ist, soll sein Verlauf im folgenden noch kurz abgeleitet werden.

**IV. Das von der Leitung im Boden induzierte elektrische Wirbelfeld.**  
Es ist das Verdienst Herrn R. Ambronns, in seinem Buch\*\*\*) auf dieses Feld

---

\*) W. Heine: Die Einflüsse von Induktion und Kapazität bei geophysikalischen Potentiallinienmessungen mit Wechselstrom. Phys. Zeitschr. 1926, Nr. 8.

\*\*) Derselbe: Über einige Sonderfragen der elektrischen Schürfmethode. „Metall und Erz“ 1926, Heft 18.

\*\*\*) Methoden der angewandten Geophysik. Verlag von Th. Steinkopff, Dresden 1926.



hingewiesen zu haben. Doch erwähnt er es nur kurz, entsprechend der Anlage dieses Buches, in dem reichhaltiges Material zusammengetragen ist, fast alle Fragen aber nur gestreift sind. So ist auch die in Fig. 57 auf S. 133 gegebene schematische Darstellung nicht weiter abgeleitet. Es soll deshalb im folgenden untersucht werden, wie das elektrische Wirbelfeld aussieht, das eine geradlinige, von Wechselstrom durchflossene Leitung in einem unendlichen Halbraum erzeugt. Dabei ist zu beachten, daß entsprechend der Betrachtungsweise Ambronn's von der Induktionswirkung der einzelnen Stromfäden aufeinander und auf die Leitung abgesehen werden soll, daß also die Wirkung eines endlichen, nicht ringförmig geschlossenen Leiterstückes auf den Boden betrachtet werden soll. Gerechtfertigt ist solche Betrachtung durch die Tatsache, daß in der Leitung der gesamte Strom fließt, der sich im ganzen Untergrund nach den Seiten und nach der Tiefe zu verteilt, so daß die Induktionswirkung dieses einen Teiles der geschlossenen Strombahn — der Leitung — die der anderen Teile — der Stromfäden im Boden — jedenfalls bis zu einer gewissen Entfernung von der Leitung erheblich überwiegt.

Für die Wirkung, welche die magnetischen Kraftlinien in einem Leiter hervorrufen, gilt die Maxwellsche Regel. Danach fließen die von einem

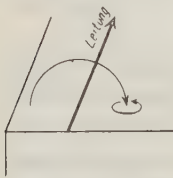


Fig. 14.

Kraftlinienbündel induzierten Stromwirbel um dieses Kraftlinienbündel entgegen dem Uhrzeigersinn (in Richtung der Kraftlinien gesehen), solange eine Vermehrung der Kraftlinienzahl eintritt, d. h. also, solange der in der Leitung fließende primäre Wechselstrom anwächst. Vermindert sich die Kraftlinienzahl, d. h. also, schwillt der primäre Wechselstrom ab, dann fließen die induzierten Stromwirbel im Sinne des Uhrzeigers um die Kraftlinienrichtung. Es sei im folgenden nur die eine Viertelperiode des primären Wechselstroms betrachtet, während welcher er in einer bestimmten Richtung fließt und sein Betrag anwächst. Dann gilt also, da die Richtung der magnetischen Kraftlinien um den primären Leiter, in Richtung des Primärstromes gesehen, einer Rechtsdrehung entspricht, daß der von einer solchen Kraftlinie induzierte Stromwirbel, in Richtung der Kraftlinie gesehen, eine Linksdrehung ausführt (Fig. 14).

Das in homogenem und elektrisch isotropem Boden induzierte Stromwirbelfeld ist an jedem Punkte proportional der Stärke des dort herrschenden magnetischen Feldes der Leitung. Dieses ist aber nach obigem

$$H_L = \frac{J}{r} (\sin \alpha_1 \pm \sin \alpha_2).$$

Nach dieser Formel lassen sich nun die Flächen gleicher Induktionsstärke im Boden berechnen, deren Schnittlinien mit der Erdoberfläche in Fig. 15 dargestellt sind. Nimmt man an, daß jede magnetische Kraftlinie im Boden einen Stromwirbel induziert, dann werden längs einer solchen Fläche sich die senkrecht zu dieser Fläche laufenden Teile benachbarter Stromwirbel jeweils auf-

heben, und es wird auf der den Elektroden abgekehrten Seite der Fläche ein Induktionsstrom in Richtung des in der Leitung fließenden Stromes, auf der den Elektroden zugekehrten Seite ein entgegengesetzter Induktionsstrom fließen.

Für eine der betrachteten Fläche gleicher Induktionsstärke benachbarte solche Fläche gilt nun das gleiche, mit der Maßgabe, daß dort die Induktion und damit die Stärke des induzierten Wirbelfeldes größer oder kleiner ist, je nachdem die benachbarte Fläche näher oder entfernter zur Leitung liegt. Infolgedessen sind in den einander zugekehrten Seiten benachbarter Flächen entgegengesetzte Stromrichtungen vorhanden, welche sich gegenseitig schwächen. Den Ausschlag über die resultierende Stromrichtung gibt jeweils die der Leitung näher liegende Fläche wegen des dort stärkeren Induktionsstromes, so daß die Gesamtrichtung des induzierten Stromes der Stromrichtung auf der der Leitung abgewandten Seite der Induktionsflächen entspricht. Der induzierte Strom fließt also längs dieser Flächen während der betrachteten Viertelperiode in gleicher Richtung wie der induzierende Strom in der Leitung. Lediglich direkt unter der Leitung hat er die umgekehrte Richtung, da dort die beiden Stromwirbelsysteme entgegengesetzt verlaufen und somit an den einander zugekehrten Seiten Ströme in gleicher und dem Strom in der Leitung entgegengesetzter Richtung auftreten. Doch gilt dies

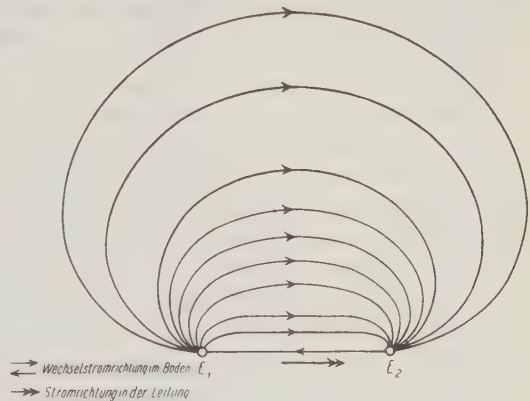


Fig. 15.

auch nur für den einen direkt der Leitung benachbarten Stromfaden, da in der unter der Leitung gelegenen Ebene senkrecht zur Oberfläche die gleichen Verhältnisse gelten, wie sie sich für die seitlich der Leitung gelegenen Teile der Erdoberfläche ergaben. Dies folgt auch daraus, daß das induzierte Stromwirbelfeld eine Rotationsfigur um die Leitung als Achse sein muß.

Das resultierende Stromwirbelfeld stellt sich also dar als eine Schar von Stromwirbeln, welche alle an den Elektroden in einem Stromfaden zusammenlaufen, der in entgegengesetzter Richtung wie die Leitung vom Strom durchflossen wird (s. die Pfeile in Fig. 15). Im ganzen übrigen Feld hat der induzierte Strom die gleiche Richtung wie der Strom in der Leitung. Da nun der von den Elektroden kommende Hauptstrom im Boden entgegengesetzte Richtung wie der Strom in der Leitung hat, wird in der betrachteten Viertelperiode (und ebenso in der entsprechenden entgegengesetzter Stromrichtung) der Hauptstrom durch den induzierten Strom geschwächt. Es ergibt sich entsprechend den Phasenverhältnissen ein resultierender Gesamtstrom, welcher in

der Nähe der Leitung seine Phase stark ändert, entsprechend der Änderung der Intensitäten der beiden Teilströme bei zunehmender Entfernung von der Leitung.

Die bisherigen Betrachtungen gelten für den Fall, daß die Leitung direkt am Boden aufliegt. Im allgemeinen wird in der Praxis die Leitung auf Stangen oder Bäume hochgelegt. Dadurch ändern sich in der Nähe der Leitung die Verhältnisse. Erstens ist nicht mehr hinter den Elektroden am Boden die Induktionswirkung der Leitung gleich Null, sondern sie hat entsprechend der obigen Formel noch einen wenn auch geringen und mit zunehmender Entfernung von der Elektrode sich verringernden Wert. Zweitens liegen die induzierten Stromwirbel seitlich der Leitung an der Erdoberfläche nicht mehr horizontal, sondern sind gegen die Erdoberfläche geneigt, da die Ebene eines solchen von einer magnetischen Kraftlinie erzeugten Wirbels senkrecht zu der die Erdoberfläche nun auch nicht mehr senkrecht schneidenden Kraftlinie liegen muß (Fig. 16). Daraus folgt, daß an der Erdoberfläche in der Näher der Leitung der resultierende Induktionsstrom umgekehrte Richtung wie der induzierende Strom haben muß. Wohl verstanden: nur an der Oberfläche selbst; für etwas tiefer gelegene Stromwirbel gilt bereits wieder, was oben allgemein galt, daß sich die entgegengesetzten

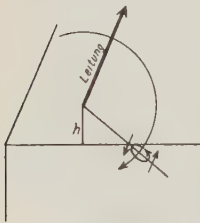


Fig. 16.

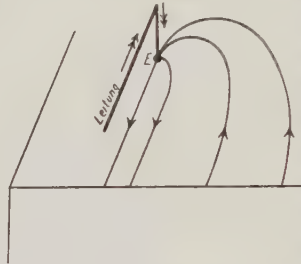


Fig. 17.

Stromrichtungen benachbarter Wirbelsysteme schwächen und die dem Strom in der Leitung gleiche Richtung überwiegt. In größerer Entfernung von der Leitung herrscht gleichfalls diese gleiche Stromrichtung. Dazwischen gibt es eine Zone der Stromlosigkeit, wo sich beide Stromwirbelstärken gerade aufheben. Sei  $h$  die Höhe der Leitung über dem Erdboden, dann berechnet sich die Entfernung dieser Zone von der Leitung in Annäherung zu  $1.41 \cdot h$ . In der Nähe der Elektroden ist in solcher Entfernung auch noch das magnetische Feld des vertikalen Teiles der Leitung zu berücksichtigen, welcher den Strom von der hochgelegten horizontalen Leitung zur Elektrode führt. Dieser Leiterteil induziert Stromwirbel, welche an der Erdoberfläche radikal von der Elektrode fort gerichtet sind. Das resultierende Stromwirbelfeld muß also in der unmittelbaren Nähe der Leitung so verlaufen, wie schematisch räumlich in Fig. 17 dargestellt ist. Dabei ist aber zu beachten, daß nun in dieser Gegend das Feld nicht mehr als Rotationsfigur um die Leitung als Achse gedacht werden darf, sondern daß unmittelbar unter der Erdoberfläche der induzierte Strom überall die gleiche Richtung wie der Strom in der Leitung hat. Die schematische Figur Ambronns gibt also auch in diesem Falle nicht genau

die tatsächlichen Verhältnisse wieder, vor allem wegen des im Verhältnis zur Länge der Leitung dort erheblich zu großen Abstandes der Indifferenzzone von der Leitung.

Ist die Leitung nicht geradlinig auf der Elektrodenverbindungsline geführt, sondern geht im Bogen um das Untersuchungsgebiet herum, dann gelten im Prinzip die gleichen Verhältnisse, wie sie oben behandelt wurden, dagegen ist die Form der Flächen gleicher Induktionsstärke und damit der Verlauf der induzierten Stromwirbel entsprechend dem Verlauf der Leitung geändert. In dem inneren Teil des Leitungsbogens ist die Induktion ungleich stärker als bei gleicher senkrechter Entfernung von einer geradlinigen Leitung. Da außerdem die Richtung des induzierten Stromes bei solcher Leitungsführung im allgemeinen stark von der Richtung des von den Elektroden kommenden Stromes abweicht, wird infolge der Phasenverschiebung zwischen diesem Hauptstrom und dem induzierten Strom das Achsenverhältnis der resultierenden Schwingungsellipse einen beträchtlichen Wert annehmen. Die Folge davon ist außer dem Auftreten sehr breiten Minimums eine beträchtliche Verschwenkung der Ellipsenachsen gegen die eigentliche Stromrichtung des von den Elektroden kommenden Stromes. Dies bedingt bei Potentiallinienmessungen zwecks Aufsuchen von Einlagerungen abweichender Leitfähigkeit eine Verschwenkung der gemessenen Potentiallinien (richtiger: Minimumlinien), welche, wenn sie nicht gar zu groben Irrtümern führt, das Linienbild mindestens erheblich kompliziert und schwer deuthar macht. Somit erscheint auch die von manchen Autoren empfohlene Leitungsführung „in weitem Bogen herum und beiderseits längs der äußeren Verlängerungen der Elektrodenverbindungsline“ \*) für die Messung nicht unbedenklich, und es erscheint sehr zweifelhaft, ob dadurch das Mittelfeld zwischen den Elektroden wirklich von Induktionswirkungen hinreichend frei bleibt.

---

## Note on the Accuracy of Spectroscopic Measurements of the Amount of Ozone in the Atmosphere.

By G. M. B. Dobson, D. Sc. F. R. S.

A reply to criticism regarding the accuracy of spectroscopic measurements of the amount of ozone in the earth's atmosphere. It is shown that the observed changes are not due to effects of dust and haze.

In the Zeitschrift für Geophysik **3**, Heft 4, 1927, Herr Dr. O. Hoelper suggests that the large changes in the ozone content of the atmosphere which we have found to be associated with changes in the pressure distribution at the ground, are largely fictitious and are really mainly due to changes in the

---

\*) Siehe z. B. Ambrohn, l. c. S. 130.



dustiness and haziness of the atmosphere. Fortunately, it is easily shown by several different arguments that this is not the case.

Firstly, as pointed out in our first paper, the ozone values calculated from several different and independent pairs of wavelengths are in good agreement, which could not occur unless the absorbing substance were either ozone or had an absorption curve closely similar to that of ozone, — a most unlikely occurrence.

Secondly, haze particles may be of all sizes, from those large compared to the wavelength of light, to those small compared to it. The first will scatter all wavelengths alike, while the latter will scatter an amount which is inversely proportional to the fourth power of the wavelength. Since the ozone is calculated from the difference in the absorption of two adjacent wavelengths, the maximum error will be produced by such small particles. Such scattering will cut down the logarithms of the intensity of the two wavelengths generally employed in the ratio of approximately 100 to 125, so that if there is an increase in haziness, causing a change in the relative intensities of the two wavelengths, there will also be a great reduction in the intensity of both wavelengths. Now at times when the ozone values are changing rapidly, owing to changing cyclonic conditions, it is easy to select pairs of photographs on adjacent days having the same length of exposure and for which the sun's altitude was nearly the same, the sky being clear in each case but one having much ozone and the other little. By comparing the actual intensities of the two wavelengths in such cases it is found the the long wavelength, which is slightly absorbed by ozone, is decreased by a very small amount on the day of much ozone, while the shorter wavelength is greatly decreased. The decrease in the intensity of the longer wavelength is no more than that caused by the small absorption by ozone in this region.

Thirdly, actual tests have been made to see the effect of thick cirro-stratus. It is probable that the particles in such a cloud are rather large, and would not be expected to produce a large effect on the calculated ozone, but photographs taken through thick Ci.-St., and others taken shortly after, with clear sky, gave identical ozone values. It is unfortunately not possible to make a similar test on haze, since days are usually wholly hazy or wholly clear, and any change in haziness generally accompanies a change of wind, caused by a change in the pressure distribution.

As regards the annual variation of ozone, with a maximum in spring and minimum in autumn, it is only necessary to point out that an increase in haziness, which may be expected in the autumn, will tend to produce a maximum ozone value not a minimum value.

Oxford, Boars's Hill, 1 st. Aug. 1927.

---

## Entgegnung an Herrn Dobson.

Von Hoelper in Aachen.

Die von Herrn Dobson errechneten Ozonschwankungen beruhen auf Fabry und Buissons Absorptionskoeffizienten. Der in ihnen enthaltene Koeffizient des Dunstanteils ist nicht für alle Wellenlängen gleich, sondern umgekehrt proportional der 4. Potenz der Wellenlänge, wenn die Dunstpartikel, wie die Luftmoleküle, klein sind gegen die Wellenlänge des Lichtes, und umgekehrt proportional der 2. Potenz für große Partikel, wie er bei der nicht selektiven  $H_2O$ -Extinktion etwa gefunden wird. Änderungen im Trübungszustand müssen also die gesamte Absorption und den relativen Absorptionsbetrag der verschiedenen Wellenlängen stark beeinflussen. Hartmann (Meteorol. Zeitschr. 1926) hat kürzlich gezeigt, daß mit einer Vergrößerung kondensierender Teilchen durch Vereinigung mehrerer kleiner, ohne Vermehrung des absoluten Kondensationsgehaltes, eine verstärkte Trübung einhergeht. Infolge der Abhängigkeit von der Wellenlänge ist die Lichtschwächung durch trübende Teilchen um so größer, je kleiner die Wellenlänge ist, und die Unterschiede in der Intensitätsabnahme zweier Wellenlängen sind um so beträchtlicher, je mehr große Teilchen vorhanden sind, welche den Zerstreuungsvorgang umgekehrt proportional der 2. Potenz der Wellenlänge verlaufen lassen, im Vergleich zur Zahl der kleinen Teilchen, die nach dem Rayleighschen Gesetz zerstreuen. Wenn also Spektralaufnahmen gleicher Exposition bei gleicher Sonnehöhe an verschiedenen Tagen einen Intensitätsunterschied zweier benachbarter Wellenlängen zeigen, so ist dieser Unterschied leicht erklärt durch das Vorhandensein von großen Dunsteilchen in dem einen Falle. Daß die Trübung nicht okular sichtbar zu sein braucht, ist bekannt, und die Beobachtung von klarem Himmel in beiden Fällen spricht keinesfalls gegen diese Erklärung, zumal aus allen Strahlungsmessungen hervorgeht, daß irgendwelche Einflüsse auf den Betrag der Strahlungsintensität (Seehöhe, Tages-, Jahreszeit usw.) um so exzessiver sich geltend machen, je kurzwelliger die Strahlung.

Wenn somit die Schwankungen der U. V.-Intensität am Erdboden sehr wohl ihre Erklärung finden können in Änderungen der Durchlässigkeit der unteren atmosphärischen Schichten, so scheint mir ihre Beziehung auf Vorgänge in der höchsten Atmosphäre — abgesehen von den in meiner Arbeit angeführten Gründen — schon darum zweifelhaft, weil die errechnete, sehr enge Korrelation zwischen den Druckschwankungen am Erdboden und jenen angenommenen Ozonschwankungen in 50 km Höhe doch sehr wenig mit dem Verhalten der dazwischen liegenden Schichten korrespondiert. Andererseits steht dagegen das Verhalten des atmosphärischen Dunstes durch Turbulenz und Wind in engster Beziehung zur jeweiligen Druckverteilung. Diese Zusammenhänge auch quantitativ zu erfassen, ist nicht einfach. Um zunächst den Einfluß einer bestimmten

atmosphärischen Schicht unter Ausschluß von zeitlichen Änderungen der Luftmasse und des Trübungszustandes zu bestimmen, hatte ich vorbereitet, in diesen Wochen Messungen am Fuße und auf dem Gipfel der Zugspitze miteinander zu vergleichen; leider haben meine persönlichen Verhältnisse mir im Augenblick die Verwirklichung dieser Absicht unmöglich gemacht.

Die letzte Bemerkung Herrn Dobson scheint auf einem Mißverständnis zu beruhen: bei der jährlichen Schwankung des Dunstgehalts habe ich das Verhalten der Gesamtatmosphäre im Auge, da erfährt zweifellos deren optische Inhomogenität im Herbst eine beträchtliche Verminderung. Unbeschadet gelegentlicher lokaler Dunstbildungen (im eigentlichen Sinne) in bodennahen Schichten, ist die Dunstabsorption der gesamten unteren atmosphärischen Schichten im Herbst geringer als im Frühjahr, durchaus in Übereinstimmung mit Herrn Dobsons Messungsergebnissen.

---

## Triftströme bei geschichtetem Wasser.

Von A. Defant.

Die Theorie der reinen Triftströme ist nur für den Fall einer homogenen Wassermasse gegeben worden. Welchen Einfluß eine Schichtung des Wassers auf die Ausbildung solcher Strömungen besitzt, war noch nicht bekannt. Bei einer relativ kleinen Dichtezunahme mit der Tiefe besteht der Einfluß der Schichtung im wesentlichen in einer Verkleinerung des Ablenkungswinkels des Triftstromes an der Oberfläche und in einer Verstärkung der Geschwindigkeitsabnahme mit der Tiefe. Die Abweichungen gegenüber den Verhältnissen bei homogenem Wasser, sind aber bei den im Meere gegebenen normalen Verhältnissen so gering, daß ein solcher Einfluß der Schichtung ganz zurücktritt.

V. W. Ekman\*) hat die Theorie eines reinen Triftstromes gegeben unter den Annahmen, daß die Meeresoberfläche horizontal sei und unter dem Einfluß eines zeitlich wie örtlich konstanten Winddruckes stehe; die Wassermassen seien außerdem homogen. Es sind deshalb keine weiteren Kräfte als der Winddruck vorhanden, die in der homogenen Wassermasse eine Strömung erzeugen könnten. Die letztere Annahme, daß die Wassermassen homogen seien, ist nur aufgenommen worden, weil dadurch die Rechnung sich wesentlich vereinfacht. Es läßt sich, wie im folgenden gezeigt wird, leicht nachweisen, wie groß und welcher Art der Einfluß von geschichtetem Wasser bei winderzeugten Meeresströmungen tatsächlich ist. Die frühere Annahme einer horizontalen Meeresoberfläche wird nun ergänzt durch die Annahme, daß die Wassermassen überall horizontal geschichtet seien. Dadurch treten auch in diesem Falle keine inneren Kräfte auf, die stromerzeugend wirken könnten.

---

\*) V. W. Ekman: On the influence of the earth's rotation on ocean-currents. Ark. f. mat. astr. o. fys. Bd. II, Nr. 11 (1905) und Beiträge zur Theorie der Meeresströmungen. Ann. d. Hydr. u. mar. Met. Bd. XXXIV (1906).

Für stationäre Ströme im dreidimensionalen Raume gelten dann unter den üblichen Voraussetzungen folgende Gleichungen\*):

$$\left. \begin{aligned} l \varrho v + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \frac{\partial p}{\partial x} &= 0 \\ -l \varrho u + \mu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} - \frac{\partial p}{\partial y} &= 0 \\ g \varrho - \frac{\partial p}{\partial z} &= 0 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (1)$$

Ist die Dichte eine Funktion des Ortes, so reduzieren sich die Gleichungen 1 durch Elimination des Druckes  $p$  auf die Gleichungen:

$$\left. \begin{aligned} -l \varrho \frac{\partial v}{\partial z} - l v \frac{\partial \varrho}{\partial z} - \mu \frac{\partial^3 u}{\partial z^3} + g \frac{\partial \varrho}{\partial x} &= 0 \\ l \varrho \frac{\partial u}{\partial z} + l u \frac{\partial \varrho}{\partial z} - \mu \frac{\partial^3 v}{\partial z^3} + g \frac{\partial \varrho}{\partial y} &= 0 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (2)$$

Nimmt man nun horizontale Isopyknen, so ist  $\frac{\partial \varrho}{\partial x} = \frac{\partial \varrho}{\partial y} = 0$  und, wenn

$\frac{l}{\mu} \varrho = 2a^2$  und  $\frac{l}{\mu} \frac{\partial \varrho}{\partial z} = n$  gesetzt wird, erhält man aus (2) die Gleichungen:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^3 u}{\partial z^3} + 2a^2 \frac{\partial v}{\partial z} + n v &= 0 \\ \frac{\partial^3 v}{\partial z^3} - 2a^2 \frac{\partial u}{\partial z} - n u &= 0 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (3)$$

Die Größen  $a$  und  $n$  sind nun Funktionen von  $z$ , aber in normalen Verhältnissen ist die Änderung der Dichte mit der Tiefe nicht sehr groß. Eine verhältnismäßig einfache und übersichtliche Lösung der Gleichungen (3) läßt sich geben, wenn man eine lineare Zunahme der Dichte mit der Tiefe ansetzt,

also  $\varrho = \varrho_0 + \sigma z$  nimmt. Hierbei wird  $\sigma$  so klein, daß  $\frac{\sigma}{\varrho_0} z$  bis zu Tiefen

von einigen Hundert Metern gegen die Einheit klein bleibt. Dann kann in  $2a^2$  für  $\varrho$  ein mittlerer Wert der oberen Schichten eingesetzt und diese Größe wie  $n$  als konstant angesehen werden;  $n$  ist gegenüber  $2a^2$  von derselben Ord-

nung klein, wie  $\frac{\partial \varrho}{\partial z}$  gegenüber  $\varrho_0$ . Die Behandlung dieses vereinfachten Falles genügt, um den Einfluß der Schichtung zu übersehen.

Die Beziehungen:

$$u = e^{\beta z} \cos \gamma z \quad \text{und} \quad v = e^{\beta z} \sin \gamma z \dots \dots \dots (4)$$

\*)  $z$  vertikal abwärts,  $x$  und  $y$  horizontal, die  $y$ -Achse senkrecht contra solem von der  $x$ -Achse.  $l = 2\omega \sin \varphi$ ,  $\mu$  der als konstant angenommene Reibungskoeffizient (Austausch).



sind dann eine Lösung des Gleichungssystems (3), wenn die Größen  $\beta$  und  $\gamma$  den Gleichungen:

$$\begin{aligned} \beta^3 - 3\beta\gamma^2 + 2a^2\gamma &= 0 \\ \gamma^3 - 3\beta^2\gamma + 2a^2\beta + n &= 0 \end{aligned} \quad (5)$$

genügen. Im Falle  $n = 0$  (homogenes Wasser) ist  $\beta = \gamma = \pm a$ ; dies entspricht der Lösung von Ekman. Wenn  $n$  eine kleine Größe wie im vorliegenden Falle, werden sich die Werte von  $\beta$  und  $\gamma$  in den Gleichungen (5) von  $\pm a$  nicht wesentlich unterscheiden; wir setzen deshalb  $\beta = \pm a(1 + \varepsilon)$  und  $\gamma = \pm a(1 + \eta)$ , worin  $\varepsilon$  und  $\eta$  kleine Größen sind. Die Gleichungen (5) ergeben dann  $\varepsilon = \frac{n}{4a^3}$  und  $\eta = 0$ , so daß für unendliche Tiefe des Meeres — es genügt diesen Fall zu behandeln — die Gleichungen (3) folgende Lösung besitzen:

$$\left. \begin{aligned} u &= C e^{-a\left(1 + \frac{n}{4a^3}\right)z} \cos(az - c) \\ v &= -C e^{-a\left(1 + \frac{n}{4a^3}\right)z} \sin(az - c) \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Die Konstanten  $C$  und  $c$  sind analog wie bei Ekman aus den Bedingungen zu bestimmen, daß bei dem tangential zur Wasseroberfläche, in der Richtung der positiven  $y$ -Achse wirkenden Druck  $T$  für  $z = 0$   $\mu \frac{du}{dz} = 0$  und  $-\mu \frac{dv}{dz} = T$  sein müssen. Dies ergibt als schließliche Lösung die Gleichungen:

$$\left. \begin{aligned} u &= V_0 e^{-\frac{1}{2} \frac{d\sigma}{dz} z} e^{-az} \cos(c - az) \\ v &= V_0 e^{-\frac{1}{2} \frac{d\sigma}{dz} z} e^{-az} \sin(c - az) \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Hierin bedeuten:

$$V_0 = \frac{T}{2\mu a \cos c} \quad \text{und} \quad \tan c = \frac{1}{1 + \varepsilon}.$$

Die Lösung (7) geht bei  $\frac{d\sigma}{dz} = 0$  in die Ekmansche Lösung für homogenes Wasser über, bei der, da dann  $\varepsilon = 0$  ist,  $c = 45^\circ$  wird. Die Lösung (7) zeigt, daß durch die Schichtung des Wassers die Ablenkung der Triftströmung von der Windrichtung an der Oberfläche kleiner als  $45^\circ$  wird, die Geschwindigkeit an der Oberfläche  $V_0$  verkleinert, hingegen die Abnahme der Geschwindigkeit mit der Tiefe vergrößert wird. Aber bei der unter normalen Verhältnissen im Meere vorkommenden Dichtezunahme mit der Tiefe sind die Abweichungen sehr klein. Denn  $\sigma$  ist in den oberen Meeresschichten von der Größenordnung  $10^{-5}$  pro Meter,  $\varepsilon$  von der Größenordnung  $10^{-4}$ , so daß praktisch die vorkommende Schichtung des Meerwassers für die Ausbildung von Triftströmen im Sinne Ekmans keine Bedeutung hat. Der direkte Nachweis, daß die regelmäßige, stetige Schichtung des Meerwassers hier zu vernachlässigen ist, fehlte noch. Wesentlich anders

gestalten sich die Verhältnisse, wenn in den oberen Meeresschichten Grenzflächen (Sprungflächen der Dichte) vorhanden sind. In diesem Falle kann auch nicht in erster Annäherung mit einem konstanten virtuellen Reibungskoeffizienten gerechnet werden; denn an diesen Grenzflächen sinkt der Austausch nahezu, wenn nicht ganz auf Null herab, so daß die Wirkung des Tangentialdruckes des Windes an der Oberfläche im wesentlichen auf die obere Schichte beschränkt bleibt. Die Triftströmung der oberen Schichte wird in diesem Falle nur sehr allmählich und langsam durch die „Sperrschichte“ hindurch auf die untere übergreifen, ein Prozeß, der sehr lange Zeit in Anspruch nimmt, wenn nicht eine Mischung, also eine Vernichtung der Grenzschichte durch andere Umstände hervorgerufen wird.

Berlin, Institut für Meereskunde.

## **Verteilung der örtlichen magnetischen Störungen in Europa.**

Von **A. Nippoldt** in Potsdam. — (Siehe die Kartenbeilage.)

### **Vorläufige Mitteilung\*).**

Die Abhandlungen des Preußischen Meteorologischen Instituts in Berlin werden demnächst vier magnetische Karten für Europa veröffentlichen, je eine der Isogonen, der Isodynamen der Horizontal- und der Vertikalintensität, gültig für die Epoche 1921.0 und eine Karte der Verteilung der örtlichen magnetischen Störungen in Europa.

Wegen des allgemeinen Interesses der Geophysik, namentlich an der Gestaltung und geographischen Verteilung der erdmagnetischen Anomalien, wird die letzte der oben genannten Karten hiermit gesondert bekannt gegeben.

Als Ausgangsmaterial dienten alle neueren magnetischen Landesaufnahmen aus Europa, so weit ihr Gebiet lückenlos aneinander hängt; sie reicht daher von der Westküste bis etwa zum 30. Meridian östlicher Länge. Aus dem übrigen Teile von Osteuropa liegen zurzeit nur einzelne Teilgebiete geschlossen vermessen vor. Es erschien zweckmäßig, die einheitliche Verarbeitung dieses Anteils, den magnetisch so eifrig tätigen einheimischen Fachkollegen zu überlassen. Äußerlich hat dies den Vorteil, daß unsere Karte einen größeren Maßstab erhalten konnte, und zwar 1 : 6 500 000. Als Gradnetz ist die flächentreue Bonnesche Projektion gewählt worden, so daß Flächenausmessungen leicht durchzuführen sind.

Alle Beobachtungen wurden auf den Internationalen Magnetischen Standard (I. M. S.) zurückgeführt; außerdem auf die Epoche 1921.0. Grundlage zur ersteren Reduktion waren die vorhandenen Vergleichsmessungen zwischen den Observatorien, Grundlage der letzteren die geographische Verteilung der Säkularvariation jeweils nach dem Verlauf der erdmagnetischen Elemente an den im

---

\*) Mit Genehmigung des Herrn Direktors des Meteorologischen Instituts zu Berlin.

Vermessungsbereich der Einzelaufnahmen liegenden oder benachbarten Observatorien. Auf Grund der so gewonnenen Zahlwerte wurden, zunächst in Einzelkarten, wahre isomagnetische Linien gezogen und danach schließlich die einheitlichen Karten der Isogonen und Isodynamen für 1921.0 konstruiert.

Über die Einzelheiten dieser Arbeiten gibt die eingangs erwähnte Abhandlung ausführliche Nachricht; insbesondere bringt auch nur sie die drei isomagnetischen Karten für 1921.0.

Der „Störungskarte“ liegt die Karte der Isodynamen der Vertikalintensität zugrunde. Sie gilt nicht mehr für irgend eine bestimmte Epoche, sondern — soweit nicht spätere Beobachtungen sie ergänzen werden — ist sie unabhängig von der Zeit, es sei denn, daß die örtlichen magnetischen Störungen sich einst als zeitlich veränderlich herausstellen sollten, wozu bis jetzt kein Anlaß zur Vermutung vorliegt. Ihre Linien stellen denjenigen Anteil des Vertikalfeldes dar, der mit der europäischen Erdrinde verbunden ist.

Die Berechnung der Störungskarte geschah auf folgende Weise. Aus der Karte der Isodynamen der Vertikalintensität zur Epoche 1921.0 wurden die Werte für die Durchschnittspunkte der ganzen und halben Breitengrade mit den ganzen Längengraden entnommen. Dies gab ein annähernd äquidistantes Netz von Punkten. Von diesen Zahlen wurde zunächst das homogene Gesamtfeld der Erde abgezogen. Es wurde an Hand der neuesten Berechnung des erdmagnetischen Feldes durch L. A. Bauer\*) ermittelt, wobei inneres und äußeres Feld vereinigt und aus dem säkularen Gang zwischen 1885 und 1922 auf 1921.0 interpoliert wurde. Dies sogenannte homogene Feld ist das durch das erste Glied der Kugelfunktionsdarstellung gegebene. Seine Vertikalkomponente  $Z_n$  war danach:

$$Z_n = 0.620 \sin \varphi + 0.0426 \cos \varphi \cos \lambda - 0.1188 \cos \varphi \sin \lambda.$$

Die so gewonnenen Differenzen zeigen, daß fast ganz Europa kleinere Vertikalintensitäten besitzt, als dem Gesamtfeld der Erde entspricht, nämlich bis zu einer Linie von Kasan zum Wansee in Kleinasien, d. h. überall innerhalb unserer Karte. Dies liegt daran, daß Europa insgesamt eine einheitliche Anomalie gegenüber der Erde besitzt, die „europäisch-regionale Störung“. Um die spezifisch europäischen Verhältnisse für sich zu erhalten, wurde auch diese regionale Störung eliminiert. Zu diesem Zwecke wurden für 19 europäische Observatorien und für Heluan die Unterschiede zwischen dem beobachteten Felde und dem homogenen berechnet und die Verteilung der Unterschiede durch Kurven dargestellt. Diese bilden dann die Unterlage für die Entnahme des Betrags der europäisch-regionalen Störung an den Kreuzungspunkten der Längen- und Breitenkreise. Auf Grund der rund 1300 auf diese Art erhaltenen Werte der örtlichen Störungen der Vertikalintensität wurden dann die Linien gleicher Störungswerte gezogen.

In dem erwähnten Hauptwerk ist der Gang der Rechnungen für jeden der Punkte tabellarisch geordnet worden. Dort ist auch näher auf die Beschreibung der Störungskarte eingegangen, und ist ein erster Vergleich mit dem geo-

---

\*) L. A. Bauer: Terr. Magn. 28, 1—28 (1923).

logischen Bau des Untergrundes und auch mit der Verteilung der Schwerestörungen gebracht.

Für jetzt genügt es, darauf hinzuweisen, daß namentlich der Zusammenhang mit der Geologie ein sehr klarer ist. Die großen magnetischen Störungen sind hauptsächlich an das Urgestein gebunden. Wo es zutage tritt, wie innerhalb unserer Karte in Finnland und Südschweden, ist die magnetische Unruhe sehr groß; es wirkt aber auch noch da, wo es überhaupt am Bau der Erdrinde wesentlich beteiligt ist, so z. B. längs der Alpen von den ligurischen bis zu den dinarischen, in den transsylvanischen Alpen, in der Bretagne, in Belgien, in Schottland u. a. m. Wo es zurücktritt, wie in den übrigen tertiären Gebirgen, sind auch die magnetischen Störungen geringer. An nächster Stelle stehen die neueren Eruptiva mit dem schönsten Beispiel in der Auvergne und auf den Hebriden. Es folgen die paläozoischen Gesteine, z. B. Irland-England, Frankreich, während alle jüngeren Schichten keine weit erstreckten Anomalien tragen. Im übrigen bedingt der kleine Maßstab der Karte, daß die räumlich kleineren Vorkommen nicht recht zur Geltung kommen können (z. B. Vogelberg, Harz usw.). Dies muß der geplanten gleichen Verarbeitung der Einzelgebiete vorbehalten bleiben.

Auf den sehr interessanten Zusammenhang mit den Schwerestörungen kann hier nicht eingegangen werden; es sei nur ganz im allgemeinen hervorgehoben, daß die großen mitteleuropäischen Schwerestörungen überall von magnetischen begleitet sind, daß aber die größten magnetischen Störungen nicht notwendigerweise Schwerestörungen mit sich führen. Beide Anomaliensysteme vertreten sich nicht gegenseitig bezüglich ihrer geophysikalischen Bedeutung, sondern ergänzen einander.

Die Linienzüge schreiten im allgemeinen in Stufen von 0.001 Gauss weiter; die eingeschriebenen Zahlen sind demnach in Einheiten der vierten Dezimale zu lesen, d. h. in  $10\gamma$ .

Die Herstellung der isomagnetischen Karten geschah auf Anregung und im Auftrag des Magnetischen Observatoriums zu Potsdam, jene der Störungskarte mit besonderer Unterstützung der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft.

---

## Mitteilungen.

Meiner Mitteilung in Bd. III, Heft 4, S. 135 dieser Zeitschrift „Die Zähigkeit des Magmas“ möchte ich hinzufügen, daß, worauf mich Herr Prof. Max Wolf-Heidelberg aufmerksam machte, schon vor 30 Jahren Herr Ingenieur Wehner-Frankfurt a. M. eine Wanderung des Erdmantels über den Erdkern hin angenommen hat, um die langperiodischen Schwankungen im Erdmagnetismus zu erklären. Allerdings nimmt Herr Wehner ein Voreilen des Mantels gegenüber dem Kerne an.

In der oben erwähnten Mitteilung muß es Absatz 2, Zeile 4 heißen: „linearen Breite  $rd\varphi$ “.

---

B. Meyermann.



## **Tagung und Hauptversammlung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Frankfurt a. M. vom 26. bis 28. September 1927.**

Alle Sitzungen finden im Hause des Physikal. Vereins, Robert-Mayer-Straße 2—4, statt.

### **Sonntag, den 25. September, von 20 Uhr ab:**

Begrüßungsabend im Hotel Monopol-Metropol (gegenüber dem Südausgang des Hauptbahnhofes).

### **Montag, den 26. September, vormittags**

Gelegenheit, das Meteorologisch-Geophysikalische Institut Feldbergstraße 47 (Straßenbahn 6 und 17, Autobuslinie B) zu besichtigen.

9—11 Uhr: Sitzung des Vorstandes im Vorstandszimmer des Physikal. Vereins.

11—13 Uhr (im großen Hörsaal des Physikal. Vereins):

Linke: Bericht über die Ergebnisse der Frankfurter Strahlungs- und Sonnenfinsternisexpedition nach Finnmark.

Wiechert: Referat über den Zustand der höheren Atmosphäre.

Bartels: Die Gezeiten der Atmosphäre.

15—18 Uhr:

Defant: Bericht über die Ergebnisse der Meteor-Expedition.

Pollak: Verallgemeinerte Isobaren.

Schlomka: Zur physikalischen Theorie des Erdmagnetismus.

Uller: Über die Entwicklung des Wellenbegriffes.

20 Uhr: Empfang und Bewirtung durch den Magistrat der Stadt Frankfurt im „Römer“ (Eingang vom Römerberg).

### **Dienstag, den 27. September, 9—13 Uhr:**

Gutenberg: Der Aufbau der Erdkruste.

Nippoldt: Vorlegung seiner neuen Karte der Anomalien der magnetischen Vertikalintensität in Europa.

Jung: Beziehungen zwischen Schwerkraftsverteilung an der Erdoberfläche und Massenordnung.

Haarmann: Die Oszillationstheorie.

15—16 Uhr: Hauptversammlung (Geschäftssitzung).

16—18 Uhr:

Angenheister: Experimentelle seismische Beobachtungen.

Conrad: Zur Frage der Periodizität der Erdbeben.

Tams: Die seismischen Verhältnisse des offenen Atlantischen Ozeans.

### **Mittwoch, den 28. September, 9—13 Uhr:**

Uller: Induktion von Bebenwellen an der Erdoberfläche.

Schlomka: Über die Abhängigkeit der Schwerkraft vom Zwischenmedium.

Ad. Schmidt: Bemerkung über die Säkularvariation des Erdmagnetismus.

13<sup>1</sup>/<sub>4</sub> Uhr: Abfahrt mit Autoomnibus zum Taunusobservatorium.

13<sup>3</sup>/<sub>4</sub>—15 Uhr: Mittagessen in Cronberg (Frankfurter Hof).

19 Uhr: Ankunft in Frankfurt.

Der Vorsitzende: Ad. Schmidt.

Die Schriftleitung: Prof. Dr. G. Angenheister, Abteilungsvorsteher am Preuß. Geodät. Inst. Potsdam.

## Über die Berechnung der Herdtiefe auf Grund der Lage des Inflexionspunktes der $\bar{P}$ -Laufzeitkurve.

Von **Vicente Inglada**, Prof. a. d. Kriegshochschule zu Madrid. — (Mit vier Abbildungen.)

Seien  $t_1, t_2, t_3, \dots$  die Zeiten, zu welchen die Phase  $\bar{P}$  eines Bebens mit der Herdtiefe  $h$  die Stationen  $S_1, S_2, S_3, \dots$  in einer Epizentralentfernung  $\mathcal{A}_1, \mathcal{A}_2, \mathcal{A}_3, \dots$  erreicht. Wird die Kurve ausgezogen, wo die Epizentralentfernungen als Abszissen und die Eintrittszeiten von  $\bar{P}$ , in bezug auf eine willkürliche Anfangszeit, als Ordinaten angenommen werden, so erhält man den Hodographen (Laufzeitkurve)  $AMB$  (Fig. 1), welcher der Herdtiefe  $h$  entspricht und welcher graphisch die Abhängigkeit von  $t$  und  $\mathcal{A}$  darstellt:

$$t = f(\mathcal{A}). \dots \dots \dots (1)$$

Jeder Herdtiefe  $h$  gehört eine bestimmte Laufzeitkurve (Hodograph), so daß die allgemeine Form der Relation (1) wird:

$$t = f(\mathcal{A}, h) \dots \dots \dots (2)$$

Bei den Fernbeben kann man die Herdtiefe  $h$  vernachlässigen, jedoch bei der Untersuchung der Nahbeben ist dies nicht der Fall; hier muß man den Hodographen auf Grund der seismischen Angaben verhältnismäßig naher Stationen konstruieren.

Aus der Relation (1) folgt:

$$\mathfrak{B} = \frac{dt}{d\mathcal{A}} \dots \dots \dots (3)$$

und dies ist die scheinbare Fortpflanzungsgeschwindigkeit der  $\bar{P}$ -Wellen längs der Erdoberfläche. Wenn die Form der Funktion (1) unbekannt ist, muß man den Wert von  $\mathfrak{B}$  in einer Epizentralentfernung  $\mathcal{A}$  (und für die Herdtiefe  $h$ ) mittels der Tangentenkonstruktion im entsprechenden Punkte der Laufzeitkurve berechnen.

Es ist bekannt (Fig. 1), daß die scheinbare Fortpflanzungsgeschwindigkeit  $\mathfrak{B}$  für  $\mathcal{A} = 0$  unendlich groß ist, und sie nimmt kontinuierlich bis zu einer gewissen Epizentralentfernung  $\mathcal{A}_i$  ab, wo sie ihr Minimum erreicht. Nach dieser Epizentralentfernung  $\mathcal{A}_i$  nimmt die scheinbare Fortpflanzungsgeschwindigkeit  $\mathfrak{B}$  mit zunehmender Epizentralentfernung zu. Die Laufzeitkurve (Hodograph) besitzt also einen Inflexionspunkt  $M$ , dessen Epizentralentfernung  $\mathcal{A}_i$  von der Herdtiefe  $h$  abhängig ist, und diese Epizentralentfernung kann für die Berechnung der Herdtiefe verwendet werden.

Viele Seismologen, wie z. B. Benndorf<sup>1)</sup>, Herglotz<sup>2)</sup>, Bateman<sup>3)</sup> und Wiechert<sup>4)</sup> haben sich mit der Ausbreitung der seismischen Wellen befaßt, und die Mehrzahl hat dabei vorausgesetzt, die Herdtiefe befinde sich auf der Erdoberfläche. Dagegen hat Herr S. Mohorovičić<sup>5)</sup> dieses Problem reell gelöst, d. h. indem er angenommen hat, der Erdbebenherd befindet sich in einer Tiefe  $h$ , zeigte er, wie man ohne Kenntnis der Herdtiefe  $h$  dieses Problem auf ein neues reduzieren kann, bei welchem sich der Herd auf der Erdoberfläche befindet. Erst jetzt verwendete S. Mohorovičić die Herglotz-Wiechertsche<sup>2) 4)</sup> Methode und findet für die Herdtiefe  $h$  eine einfache Formel.

Wenn wir den Erdbebenstrahl  $HA$  betrachten (Fig. 2), welcher in  $H$  senkrecht auf dem Erdhalbmesser  $OE$  steht, dann wissen wir, daß die Epizentralentfernung  $EA$  gerade die Entfernung  $\Delta_i$  des Inflexionspunktes der Laufzeitkurve ist, welche der Herdtiefe  $h = EH$  entspricht: ein anderer Erdbebenstrahl  $HB$ , welcher unter

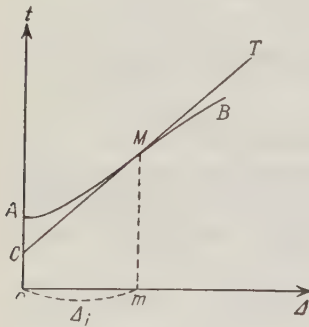


Fig. 1.

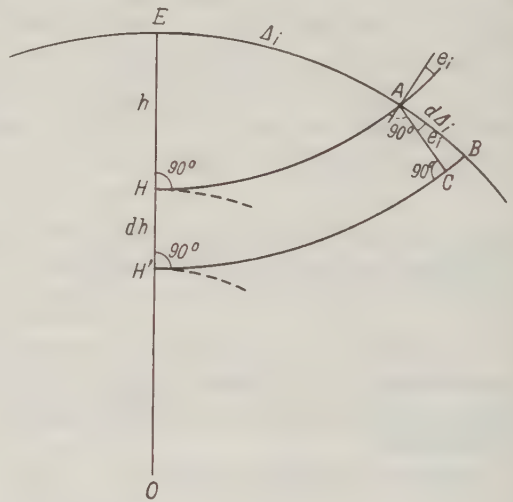


Fig. 2.

denselben Bedingungen unendlich nahe dem Strahle  $HA$  liegt, wird in  $B$  die Erdoberfläche erreichen, so daß  $AB = d\Delta_i$  ist. In dem rechtwinkligen Dreieck  $ACB$  wird:

$$dh = \cos e_i \cdot d\Delta_i \dots \dots \dots (4)$$

wo  $e_i$  den Emergenzwinkel in der Epizentralentfernung  $\Delta_i$  bedeutet.

Falls (4) zwischen den Grenzen  $O$  und  $h$  integriert wird, so erhält man:

$$h = \int_0^{\Delta_i} \cos e_i \cdot d\Delta_i \dots \dots \dots (5)$$

Wenn  $\cos e_i$  auf Grund des Hodographen als Funktion von

$$\cos e_i = f(\Delta_i) \dots \dots \dots (6)$$

bekannt ist, so wird (5) folgende Form erhalten:

$$h = \int_0^{A_i} f(A_i) \cdot dA_i \dots \dots \dots (7)$$

und dies ist die Formel, welche S. Mohorovičić<sup>5)</sup> für die Berechnung der Herdtiefe gegeben hat. Sind die Laufzeitkurven vieler Erdbeben von der Herdtiefe  $h_1, h_2, \dots, h_n$  bekannt, dann werden wir  $\cos e_i$  als Funktion von  $A_i$  konstruieren können, und die mechanische Quadratur erlaubt uns die Herdtiefe  $h$  aus der Formel (7) zu berechnen. In der Praxis ist dies noch viel einfacher: Es genügt, nur die reduzierte Laufzeitkurve und die Epizentralentfernung des Inflexionspunktes des gerade betrachteten Erdbebens zu kennen, wie wir dies gleich sehen werden.

Im reduzierten Problem, wo die Laufzeitkurve auf das Epizentrum reduziert ist, kann man — wie dies S. Mohorovičić<sup>5)</sup> gemacht hat, um jede Konfusion zu vermeiden — die Epizentralentfernung mit  $D$  und die Eintrittszeiten mit  $T$  bezeichnen. Ist die Herdtiefe eines Bebens  $h$ , so ist die kleinste Epizentralentfernung im reduzierten Problem  $D = 2A_i$ , d. h. gleich der doppelten Epizentralentfernung des Inflexionspunktes im unreduzierten Problem. Weiter hat Herr S. Mohorovičić<sup>5)</sup> bewiesen, der Emergenzwinkel  $e_i$  sei genau gleich demjenigen  $e_V$ , welcher der Epizentralentfernung  $D_i$  der reduzierten Laufzeitkurve entspricht; auf diese Weise wird (5) die Form erhalten:

$$h = \frac{1}{2} \int_0^{D_i} \cos e_V \cdot dD \dots \dots \dots (8)$$

Ist aber Emergenzwinkel  $e_V$  als Funktion von  $D$  bekannt:

$$\cos e_V = F(D) \dots \dots \dots (9)$$

so erhält man:

$$h = \frac{1}{2} \int_0^{D_i} F(D) \cdot dD \dots \dots \dots (10)$$

und Herr S. Mohorovičić<sup>5)</sup> zeigt auf Grund der zwei sehr gut definierten Beben (Kupatalbeben vom 8. Oktober 1909 und das süddeutsche Beben vom 16. November 1911), wie es möglich ist, die Herdtiefe eines Bebens und die Epizentralentfernung des Inflexionspunktes seiner unreduzierten Laufzeitkurve, welche von der Herdtiefe  $h$  abhängig ist, zu finden.

Die Kurven I und II in der Fig. 3 zeigen uns die Abhängigkeit zwischen  $h$  und  $D = 2D_i$ , wo die Werte von  $h$  in Kilometern als Ordinaten und die doppelten Epizentralentfernungen des Inflexionspunktes  $A_i$  als Abszissen eingetragen sind. Diese Kurven wurden durch S. Mohorovičić<sup>5)</sup> ausgezogen, und zwar auf Grund der zwei Methoden, welche hier bald besprochen werden.

In seiner beachtenswerten Untersuchung hat Herr S. Mohorovičić<sup>5)</sup> nur die Angaben der Beobachtung verwendet, ohne irgendwelche Voraussetzung



über die Änderung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit  $v$  der  $\bar{P}$ -Wellen in den oberen Erdschichten zu machen. Er hat nur angenommen, unsere Erde sei aus den konzentrischen und isotropen Kugelschichten zusammengebaut.

Andere Seismologen haben durchweg verschiedene Voraussetzungen über die Änderung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit  $v$  gemacht. So hat Herr A. Mohorovičić<sup>6)</sup> folgendes Gesetz über die Abhängigkeit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit  $v$  von der Entfernung  $r$  von dem Erdmittelpunkt angenommen:

$$v = v_0 \cdot \left(\frac{R}{r}\right)^k \dots \dots \dots (11)$$

wo  $v_0$  und  $R$  die Grenzwerte von  $v$  und  $r$  für die Erdoberfläche sind, und  $k$  ist ein Parameter. Die Werte von  $v_0$  und  $k$  werden so bestimmt, daß die berechnete Laufzeitkurve genau derjenigen angepaßt wird, welche auf Grund der An-

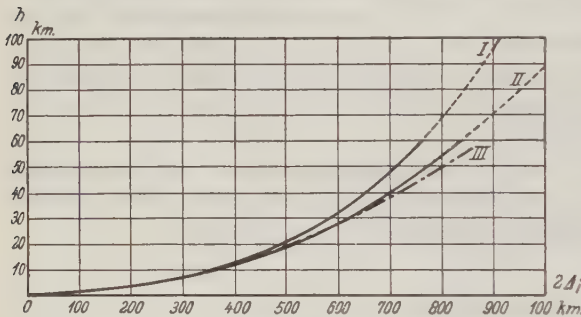


Fig. 3.

gaben der Beobachtung gewonnen wurde. Die Fundamentalidee dieser Methode ist folgende: man bestimme  $k$  so, daß ein Teil der berechneten Laufzeitkurve mit dem homologen Teil der empirischen Laufzeitkurve übereinstimmt; um aber die Koinzidenz der anderen Teile zu erhalten, wird

der Wert von  $k$  ein wenig variiert. Auf diese Art ist es möglich, das Erdinnere zu untersuchen und die Dicken der Erdschichten zu berechnen, welchen die Werte  $k_1, k_2, \dots, k_n$  des Parameters  $k$  entsprechen.

Auf Grund des Gesetzes (11) hat Prof. A. Mohorovičić<sup>6)</sup> den Wert des Emergenzwinkels  $e_i$ , welcher dem Inflexionspunkt entspricht, gefunden:

$$e_i = 90^\circ - (k + 1) \cdot \Theta_i \dots \dots \dots (12)$$

wo  $\Theta_i$  den Winkel im Erdmittelpunkt bedeutet, welcher der Epizentralentfernung  $\Delta_i$  gehört, so daß

$$d\Delta_i = R \cdot d\Theta_i \dots \dots \dots (13)$$

wo  $R$  den Erdhalbmesser bedeutet. Die Integration von (7) ergibt:

$$h = \frac{R}{k + 1} \{1 - \cos[(k + 1)\Theta_i]\} \dots \dots \dots (14)$$

Die nebenstehende Tabelle, welche wir der schönen Arbeit von Herrn A. Mohorovičić<sup>6)</sup> entnommen haben, gibt uns einige korrespondierenden Werte von  $h$  und  $\Delta_i$ . Herr A. Mohorovičić<sup>6)</sup> hat ebenfalls die Zeit  $T$  für den senk-

rechten Strahl  $HE$  (Fig. 2) berechnet, wenn das Hypozentrum  $H$  von dem Erdmittelpunkt um  $r = R - h$  entfernt ist:

$$T = \frac{r}{(k+1)v_0\left(\frac{R}{r}\right)^k} \cdot \left[1 - \left(\frac{R}{r}\right)^{k+1}\right] \dots \dots \dots (15)$$

Für eine Herdtiefe von  $h = 25$  km ergibt diese Formel  $T = 4.5$  sec.

Dagegen die Gleichung:

$$v = a - br^2 \dots \dots \dots (16)$$

drückt nach Prof. E. Wiechert<sup>7)</sup> und seinen Schülern die Abhängigkeit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit  $v$  von der Entfernung von dem Erdmittelpunkt  $r$

Tabelle 1.

Herdtiefe $h$ km	Entfernung des Inflexions- punktes km	Herdtiefe $h$ km	Entfernung des Inflexions- punktes km	Herdtiefe $h$ km	Entfernung des Inflexions- punktes km
0	0	20	251	40	354
5	125	25	280	45	375
10	174	30	307	50	395
15	217	35	331		

aus;  $a$  und  $b$  sind zwei positive Konstanten, welche aus den Angaben der Seismogramme berechnet werden.

Falls die berechneten Werte:

$$v_0 = 5.55 \pm 0.05 \text{ km/sec} \dots \dots \dots (17)$$

auf der Erdoberfläche und

$$v_{57} = 5.7 \pm 0.2 \text{ km/sec} \dots \dots \dots (18)$$

nach Prof. B. Gutenberg<sup>8)</sup> zulässig sind, dann findet man:

$$a = 0.002\,193\,116 \quad \text{und} \quad b = 0.001\,321\,846 \dots \dots \dots (19)$$

und die Gleichung (16) hat die Form:

$$v = 0.002\,193\,116 - 0.001\,321\,846 \cdot r^2 \dots \dots \dots (20)$$

Der Strahl  $\bar{P}$  ist damit bestimmt, und man kann jetzt seine Elemente berechnen, d. h. seine Lage, die nötige Zeit für den zurückgelegten Weg usw. Den Winkel  $\Theta$  im Erdmittelpunkt, welcher der Epizentraldistanz  $\Delta_i$  des Inflexionspunktes der unreduzierten Laufzeitkurve entspricht, kann man nach der Relation berechnen<sup>9)</sup>:

$$\text{tg}^2 \frac{\Theta}{2} = \frac{h(a-b) + bh^2}{a + b(1-h)^2 + (1-h)(a+b)} \dots \dots \dots (21)$$

wo der Erddhalbmesser  $R$  als Einheit für die Länge angenommen wurde.

Betrachten wir nur die Herdtiefen ( $h < 57$  km), welche die Dicke der obersten Erdschichten, in welchen sich die  $\bar{P}$ -Wellen ausbreiten, nicht übersteigen, so sehen wir, daß  $h = 0.008$ : wir können also das Glied  $bh^2$  in dem Zähler der Relation (21) vernachlässigen und im Nenner die beiden Faktoren  $(1-h)^2$

und  $(1 - h)$  durch die Einheit ersetzen. Die Relation (21) wird in folgende übergehen:

$$\operatorname{tg}^2 \frac{\Theta}{2} = \frac{h(a-b)}{2(a+b)} \quad (22)$$

und falls wir die Werte (19) von  $a$  und  $b$  hineinsubstituieren, erhalten wir die Näherungsformel:

$$\operatorname{tg} \frac{\Theta}{2} = 0.35205 \cdot \sqrt{h} \quad (23)$$

Vor zwei Jahren haben wir diese Näherungsformel aufgestellt<sup>9)</sup>, welche in der Praxis wegen ihrer Einfachheit und äußerst großer Annäherung viel größeren Vorzug verdient als die komplizierteren Relationen, gewonnen nach den Methoden von Herglotz-Wiechert, S. Mohorovičić usw.

Die folgende Tabelle enthält die Werte von  $\Delta_i$ , welche der Herdtiefe  $h$  entsprechen, von Kilometer zu Kilometer, berechnet nach der Relation (23):

Tabelle 2.

Herdtiefe $h$ km	Entfernung des Inflexions- punktes $\Delta_i$ km	Herdtiefe $h$ km	Entfernung des Inflexions- punktes $\Delta_i$ km	Herdtiefe $h$ km	Entfernung des Inflexions- punktes $\Delta_i$ km
	km		km		km
0	0	20	251	40	356
1	56	21	258	41	360
2	79	22	265	42	364
3	97	23	270	43	368
4	112	24	276	44	373
5	126	25	281	45	377
6	135	26	287	46	381
7	150	27	292	47	385
8	158	28	297	48	389
9	168	29	302	49	393
10	178	30	308	50	397
11	187	31	312	51	401
12	195	32	317	52	405
13	202	33	322	53	409
14	210	34	327	54	413
15	218	35	332	55	417
16	225	36	337	56	420
17	232	37	342	57	424
18	239	38	347		
19	245	39	351		

Durch Vergleich dieser Zahlenwerte mit denjenigen von A. Mohorovičić<sup>9)</sup> in der Tabelle 1 sieht man, daß für größere Herdtiefen  $h = 35, 45$  und  $50$  km die Differenzen kaum 2 km betragen; für kleinere Herdtiefen stimmen die Werte fast vollkommen überein. Nur für die Herdtiefe von  $h = 10$  km erhält man die korrespondierenden Zahlenwerte, welche um 4 km verschieden sind; vielleicht handelt es sich hier um einen Druckfehler in der Tabelle 1\*).

\*) Wie wir in der nachstehenden Arbeit sehen werden, ist diese Meinung sehr wahrscheinlich. (Anm. des Übersetzers.)

Falls wir die Zahlenwerte der Tabelle 2 graphisch darstellen, indem man die Herdtiefen als Ordinaten und die doppelten Epizentralentfernungen  $\mathcal{A}_i$  des Inflexionspunktes als Abszissen eintragen, so erhalten wir die Kurve III in der Fig. 3, welche sehr gut mit der Kurve II übereinstimmt, welche Prof. S. Mohorovičić ausgezogen hat: Die Differenzen sind nämlich fünf- bis sechsmal kleiner als diejenigen der Kurven I und II, welche auf die schon besprochene Art berechnet wurden.

Sind die Angaben der seismischen Messungen genügend zahlreich und exakt, um die Laufzeitkurve ziehen zu können, so gestattet uns die Tabelle 2, aus der Entfernung des Inflexionspunktes mit sehr großer Annäherung die Herdtiefe zu berechnen.

Als Beispiel nehmen wir das süddeutsche Beben vom 16. November 1911; Herr S. Mohorovičić<sup>10)</sup> berechnete als endgültige Herdtiefe:

$$h = 38 \pm 2 \text{ km} \dots\dots\dots (24)$$

und gab die Eintrittszeiten  $t$  für je 20 km Epizentralentfernung. Zieht man mit Hilfe seiner Eintrittszeiten die Laufzeitkurve graphisch aus, so erhält man in der Fig. 4 die Kurve *Oma*. Nach S. Mohorovičić<sup>10)</sup> befindet sich der Inflexionspunkt in einer Epizentralentfernung von 336 km. Unsere Tabelle 2 gibt dagegen für  $\mathcal{A}_i = 336$  km eine Herdtiefe  $h = 36$  km, welche kaum um 2 km von dem Werte (24) verschieden ist. Die Übereinstimmung ist also wirklich sehr gut.

Wenn aber die seismischen Daten gestatten, die Laufzeitkurve bis zu der Zeitachse zu legen, dann ist es möglich, die Herdtiefe nach einer sehr einfachen Methode zu finden, welche wir an anderem Orte<sup>9)</sup> gegeben haben. Hier geben wir nun ihre Grundlage: Ist *AMB* die Laufzeitkurve (Fig. 1), so gibt uns der Punkt *A*, in welchem die Laufzeitkurve die Zeitachse *Ot* erreicht, die Epizentralzeit; dagegen der Punkt *C*, in welchem die Tangente *MT* des Inflexionspunktes die Zeitachse *Ot* schneidet, gibt uns die Zeit im Hypozentrum, zu welcher das Beben stattgefunden hat. Die Differenz der beiden Zeiten, d. h. Intervall *AC*, gibt uns die nötige Zeit für den Strahl *HE* (Fig. 2), welcher, ausgehend aus dem Hypozentrum, direkt das Epizentrum erreicht. Da die Emergenzgeschwindigkeit  $v$  der  $\bar{P}$ -Wellen nach B. Gutenberg<sup>6)</sup> 5.55 km/sec und nach S. Mohorovičić<sup>5)</sup> 5.54 km/sec beträgt, dagegen die Fortpflanzungsgeschwindigkeit derselben Wellenart in 57 km Tiefe  $v_{57} = 5.7$  km/sec beträgt, so beträgt die früher erwähnte Zeit für den senkrechten Strahl  $\frac{h}{5.54}$  bis  $\frac{h}{5.5}$ :

für eine mittlere Herdtiefe von  $h = 25$  km beträgt ihre Differenz kaum 0.16 sec, was einer Tiefendifferenz von 4 km entspricht. Wird ein Mittelwert für  $v$  angenommen, z. B.  $v = 5.62$  oder 5.6 km/sec, so wird man die Herdtiefe  $h$  berechnen können, indem man die nötige Zeit für den senkrechten Strahl mit 5.6 oder 5.62 multipliziert; diese Zeit *AC* wird der Laufzeitkurve entnommen.

Diese Methode werden wir jetzt für das süddeutsche Beben vom 16. November 1911 anwenden: Die Fig. 4 stellt uns die Laufzeitkurve dieses Bebens dar.



Die Zeitdauer  $O t$  für den senkrechten Strahl erhält man aus der Laufzeitkurve, welche auf dem Millimeterpapier ausgezogen ist; sie beträgt 6.7 sec. Durch Multiplikation dieser Zahl mit 5.62 erhält man die Herdtiefe  $h = 37.7$  km,

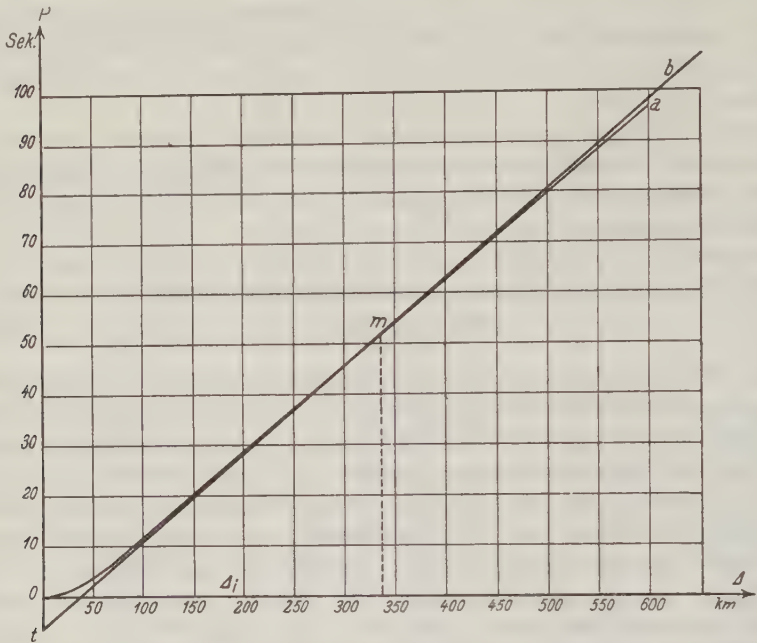


Fig. 4. Die Laufzeitkurve des süddeutschen Erdbebens vom 16. November 1911 nach den numerischen Angaben von Prof. S. Mohorovičić.

welche sehr gut übereinstimmt mit derjenigen, gefunden von S. Mohorovičić (24). Diese Methode ist äußerst einfach und für die Praxis sehr zu empfehlen, da die Annäherung wirklich sehr groß ist.

Aber statt dieser Näherungsrechnung ist es möglich, die nötige Zeit  $T$  für den senkrechten Strahl exakt zu berechnen. Mit Hilfe des Gesetzes (16) findet man:

$$dt = \frac{dr}{a - br^2} \dots \dots \dots (25)$$

wo  $dr = -dh$  ist. Durch Integration zwischen den Grenzen  $O$  und  $T$  von  $t$ , was einer Herdtiefe  $h$  von  $O$  bis  $h$  entspricht, findet man:

$$T = \frac{1}{2\sqrt{ab}} \log \text{nep.} \frac{\left(h + \sqrt{\frac{a}{b}}\right) \left(1 - \sqrt{\frac{a}{b}}\right)}{\left(h - \sqrt{\frac{a}{b}}\right) \left(1 + \sqrt{\frac{a}{b}}\right)}.$$

Diese Relation gibt für  $h = 38$  km und für Werte (19) von  $a$  und  $b$ :  $T = 6.77$ , und dieser Wert unterscheidet sich nur um 0.07 von demjenigen, welcher auf Grund der Relation  $5.62 \cdot h$  berechnet wurde.

Nach der Voraussetzung von A. Mohorovičić<sup>6)</sup> (11) wird die erwähnte Zeit aus der Relation (15) berechnet. Für eine Herdtiefe von  $h = 25$  km gibt diese Relation  $T = 4.5$  sec, und die Näherungsformel  $T = 5.62 \cdot h$  ergibt 4.45 sec; die Differenz beträgt also nur 0.05 sec, was für die praktische Rechnung belanglos ist.

Die so gewonnenen Resultate differieren sehr wenig von denjenigen, welche S. Mohorovičić<sup>6)</sup> auf Grund der Epizentralentfernung des Inflexionspunktes berechnet hat, obwohl dieser Forscher überhaupt keine Hypothese gemacht hat, wie z. B. diejenigen über die Veränderlichkeit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit mit der Tiefe, welche in den Relationen (11) und (16) enthalten sind.

Unsere Näherungsformeln liefern also gleiche Werte wie diejenigen, welche auf Grund von viel komplizierteren Methoden berechnet wurden, welche sehr mühsame Rechnungen verlangen. Um aber noch viel genauere Werte von  $h$  zu erhalten, wäre es notwendig, die Eintrittszeiten der  $\bar{P}$ -Wellen auf Zehntel bis Hundertstel einer Sekunde zu kennen, was noch eine sehr lange Zeit in der Seismometrie unmöglich sein wird, ungeachtet dessen, daß die ausgezeichnetsten Seismologen schon jetzt den nötigen Wunsch dazu ausgesprochen haben.

Zum Schlusse danke ich herzlichst Herrn Prof. Dr. S. Mohorovičić für die Übersetzung dieser Arbeit ins Deutsche.

#### Literatur.

<sup>1)</sup> H. Benndorf: Über die Art der Fortpflanzung der Erdbebenwellen im Erdinnern. I. u. II. Mitteil. Sitzungsber. d. k. Akad. in Wien 1905 u. 1906.

<sup>2)</sup> G. Herglotz: Über das Benndorfsche Problem der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Erdbebenstrahlen. Physik. Zeitschr. 1907.

<sup>3)</sup> H. Bateman: Die Lösung der Integralgleichung, welche die Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer Erdbebenwelle im Innern der Erde mit den Zeiten verbindet, die die Störung gebraucht, um zu verschiedenen Stationen auf der Erdoberfläche zu gelangen. Physik. Zeitschr. 1910.

<sup>4)</sup> E. Wiechert und L. Geiger: Bestimmung des Weges der Erdbebenwellen im Erdinnern. Physik. Zeitschr. 1910.

<sup>5)</sup> S. Mohorovičić: Die reduzierte Laufzeitkurve und die Abhängigkeit der Herdtiefe eines Bebens von der Entfernung des Inflexionspunktes der primären Laufzeitkurve. I. Mitteil.: Die Ausbreitung der Erdbebenstrahlen in den obersten Schichten der Erde. II. Mitteil.: Die Ausbreitung der Erdbebenstrahlen in den tiefen Schichten der Erde. Gerl. Beiträge z. Geophys. 13, 217—240 (1914) und 14, 187—198 (1916).

<sup>6)</sup> A. Mohorovičić: Das Beben vom 8. Oktober 1909. Jahrb. d. Meteorol. Observ. 9, T. IV, Heft 1, 1—63 (1909). Zagreb 1910.

<sup>7)</sup> E. Wiechert, K. Zöppritz, L. Geiger und B. Gutenberg: Über Erdbebenwellen. Nachr. d. Kgl. Ges. d. Wiss. zu Göttingen 1907—1914.

<sup>8)</sup> B. Gutenberg: Neue Auswertung der Aufzeichnungen der Erdbebenwellen infolge der Explosion von Oppau. Physik. Zeitschr. 1925, S. 259—260.

<sup>9)</sup> V. Inglada: Cálculo de las coordenadas del foco sísmico y del instante inicial de la sacudida por medio de las horas del principio de los sismogramas registrados en varias Estaciones próximas. Revista de la Real Academia de Ciencias exactas, físicas y naturales de Madrid, Tomo XXII, cuad. IV, p. 523—592.

<sup>10)</sup> S. Mohorovičić: Über Nahbeben und über Konstitution des Erd- und Mondinnern. Gerl. Beiträge zu Geophys. 17, Heft 2, 180—231 (1927).

Madrid, Kriegshochschule, August 1927.

## Über die Berechnung der Herdtiefe auf Grund der Lage des Inflexionspunktes der $\bar{P}$ -Laufzeitkurve.

(Bemerkung zur vorstehenden Arbeit von Herrn Prof. V. Inglada.)

Von Stjepan Mohorovičić, Zagreb (Jugoslawien).

Der Verfasser gibt, auf Grund des A. Mohorovičićschen Gesetzes für die Änderung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der seismischen Wellen mit der Tiefe, eine sehr einfache Näherungsformel für die Änderung der Lage des Inflexionspunktes der  $\bar{P}$ -Laufzeitkurve mit der Herdtiefe. Dabei werden auch Tabellen berechnet.

In der vorstehenden Arbeit hat Herr Prof. Inglada (Madrid) gezeigt, wie man auf Grund des Gesetzes für die Änderung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der seismischen Wellen  $v$  mit der Tiefe  $h = R - r$ :

$$v = a - br^2 \quad \dots \quad (1)$$

wo  $a$  und  $b$  Konstanten bedeuten, eine sehr einfache Näherungsformel für die Änderung der Lage des Inflexionspunktes der Laufzeitkurve mit der Herdtiefe erhalten kann, nämlich

$$\operatorname{tg} \frac{\Theta}{2} = c \cdot \sqrt{h} \quad \dots \quad (2)$$

wo  $c$  ebenfalls eine Konstante darstellt. Für die  $\bar{P}$ -Laufzeitkurve hat Herr Inglada gefunden\*):

$$c = 0.35205 \quad \dots \quad (3)$$

Da diese Näherungsformel (2) wegen ihrer Einfachheit und Genauigkeit für die praktische Rechnung von großer Bedeutung ist, so ist es meine Absicht, zu zeigen, daß auch das Gesetz für die Änderung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der seismischen Wellen mit der Tiefe:

$$v = v_0 \left( \frac{R}{r} \right)^k \quad \dots \quad (4)$$

welches mein Vater, A. Mohorovičić, im Jahre 1909 mit Erfolg verwendet hat\*\*), zu derselben Näherungsformel (2) führt. Wie selbst Herr Inglada

\*) V. Inglada Ors: Cálculo de las coordenadas del foco sísmico y del instante inicial de la sacudida por medio de las horas del principio de los sismogramas registrados en varias Estaciones próximas. Revista de la R. Acad. de Cienc. exactas, etc. **22**, 576 u. ff. Madrid 1926.

\*\*) A. Mohorovičić: Das Beben vom 8. Oktober 1909. Jahrb. d. Meteorol. Observ. f. d. Jahr 1909; Jahrg. IX, Teil IV, Abt. 1; S. 30 u. ff. Zagreb 1910.

erwähnt, habe ich im Jahre 1912 auf Grund des Gesetzes (4) mittels meiner Methode folgende Relation erhalten\*):

$$h = \frac{R}{k+1} \cdot \{1 - \cos [(k+1) \Theta_i]\} \dots \dots \dots (5)$$

welche ebenfalls für die praktische Rechnung sehr bequem ist. Wenn wir aber in der Reihe

$$\cos [(k+1) \Theta_i] = 1 - \frac{(k+1)^2 \Theta_i^2}{2!} + \frac{(k+1)^4 \Theta_i^4}{4!} - + \dots \dots (6)$$

nur die ersten zwei Glieder behalten, so wird (5) folgende einfache Form erhalten:

$$\Theta_i = m \cdot \sqrt{h} \dots \dots \dots (7)$$

wo

$$m = \sqrt{\frac{2}{(k+1)R}} \dots \dots \dots (8)$$

und diese Relation (7) ist mit der Ingladaschen Näherungsformel für kleine zentrische Winkel  $\Theta$  identisch. Da aber

$$\mathcal{A}_i = R \cdot \Theta_i \dots \dots \dots (9)$$

wo  $R = 6370$  km den Erdradius bedeutet, so wird (7) eine noch einfachere Form erhalten:

$$\boxed{\mathcal{A}_i = n \cdot \sqrt{h}} \dots \dots \dots (10)$$

wo

$$n = \sqrt{\frac{2R}{k+1}} \dots \dots \dots (11)$$

ist. Unsere Näherungsformel (10) ist also für die praktische Rechnung noch bequemer und ebenso von großer Genauigkeit, wie die Ingladasche Relation (2). Die Konstante  $k$  hat zuerst mein Vater mit

$$k = 3.049 \dots \dots \dots (12_1)$$

berechnet, später aber verwendete er den „verbesserten“ Wert\*\*):

$$k = 4.05 \dots \dots \dots (12_2)$$

Die folgenden Tabellen 1 bis 4 enthalten die Epizentralentfernungen des Inflexionspunktes für die verschiedenen Herdtiefen  $h$  (von 5 km bis zu 5 km),

\*) S. Mohorovičić: Die reduzierte Laufzeitkurve und die Abhängigkeit der Herdtiefe eines Bebens von der Entfernung des Inflexionspunktes der primären Laufzeitkurve. I. Mitt.: Die Ausbreitung der Erdbebenstrahlen in den obersten Schichten der Erde. Gerl. Beitr. z. Geophys. 13, 229 u. ff. Leipzig und Berlin 1914.

\*\*) Vgl. z. B.: „Tables de A. Mohorovičić“, mit einem Vorwort von E. Rothé. Publ. du Bureau Central Séismologique International, Ser. A, Fasc. 3, 1—60; Paris 1925. (Siehe besonders S. 6 u. ff.)



berechnet für die Konstanten  $k = 3.05, 3.35, 3.75$  und  $4.05$  nach unserer Relation (10):

Tabelle 1.

$$k = 3.05, \quad \mathcal{A}_i = 56.09 \cdot \sqrt{h}.$$

$h$ in km . . .	0	1	2	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50	55	60
$\mathcal{A}_i$ in km . . .	0	56	79	125	177	217	251	280	307	331	355	376	397	416	434

Tabelle 2.

$$k = 3.35, \quad \mathcal{A}_i = 54.12 \cdot \sqrt{h}.$$

$h$ in km . . .	0	1	2	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50	55	60
$\mathcal{A}_i$ in km . . .	0	54	77	121	171	210	242	271	296	320	342	363	383	401	419

Tabelle 3.

$$k = 3.75, \quad \mathcal{A}_i = 51.79 \cdot \sqrt{h}.$$

$h$ in km . . .	0	1	2	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50	55	60
$\mathcal{A}_i$ in km . . .	0	52	73	116	164	201	232	259	284	306	328	347	366	384	401

Tabelle 4.

$$k = 4.05, \quad \mathcal{A}_i = 50.23 \cdot \sqrt{h}.$$

$h$ in km . . .	0	1	2	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50	55	60
$\mathcal{A}_i$ in km . . .	0	50	71	112	159	195	225	251	275	297	318	337	355	373	389

Auf Grund einer unlängst veröffentlichten umfangreichen Arbeit\*) denke ich, daß die besten Werte die Konstante  $k = 3.35$  liefert.

Zum Schluß bemerke ich, daß der Gedanke nabeliegt, alle Relationen, welche A. Mohorovičić in seiner grundlegenden Untersuchung entwickelt hat, auf dieselbe Art zu vereinfachen, doch werden wir darüber an anderem Orte reden.

Zagreb (Jugoslawien), Mitte September 1927.

## Die Bodenunruhe durch Brandung.

Von B. Gutenberg in Frankfurt a. M.

Nachdem E. Gherzi schon in früheren<sup>1)</sup> wertvollen Untersuchungen die Vermutung aufgestellt hatte, daß die regelmäßige Bodenunruhe mit Perioden von 4 bis 10 sec dadurch verursacht würde, daß die Tiefdruckgebiete bei dem Passieren des Ozeans Druckschwankungen auf das Wasser und durch dieses auf den Meeresboden übertragen, welcher diese Erschütterungen weiterleitet, befaßt er sich nunmehr in einer inhaltsreichen Arbeit<sup>2)</sup> erneut mit diesem Problem. An Hand von Abbildungen weist er insbesondere darauf hin, daß in Zi-ka-wei die regelmäßigen Wellen sofort in unregelmäßige Bewegung übergehen, sobald der Kern der Depression den Kontinent erreicht.

Schon bei der Erörterung der ersten Veröffentlichung von Gherzi wurde darauf hingewiesen<sup>3)</sup>, daß sich diese Tatsache ungezwungen dadurch erklären läßt, daß in dem relativ küstennahen Zi-ka-wei die zunächst regelmäßige „Be-

\*) S. Mohorovičić: Über Nahbeben und über Konstitution des Erd- und Mondinnern. Gerl. Beitr. z. Geophys. **17**, 180—231 (1927).

wegung durch ferne Brandungen“ beim Überschreiten der Küste durch die Tiefdruckgebiete in die unregelmäßige „Bewegung bei lokaler Brandung“ [vgl.<sup>4)</sup>] übergeht. Ob diese Erklärung oder die von Gherzi für Europa zutrifft, läßt sich leicht entscheiden, wenn man Tage auswählt, an denen der Kern eines Tiefdruckgebiets über dem Kontinent lag und dabei starke Brandungen gegen Steilküsten verursachte, ohne daß ein neues Tiefdruckgebiet allzu dicht folgt, damit nicht der Einwand gemacht werden kann, daß die Bewegung eine Folge dieser neuen Depression ist. Diese Lage tritt allerdings nur selten ein, und zwar besonders dann, wenn das letzte einer Reihe von Tiefdruckgebieten den Norden Skandinaviens überquert. Zwei Beispiele für diesen Fall sind bereits bei der Untersuchung der Bodenunruhe in Europa<sup>5)</sup> behandelt worden: Die Bodenunruhe am 3. und 21. Januar 1905 (a. a. O. S. 52 und Fig. 119 und 120, S. 106). Damit ist auch die Angabe von Gherzi widerlegt, daß sich in der angegebenen Veröffentlichung keine Beispiele mit starker Bodenunruhe in Europa und Lage der Depression auf dem Kontinent befinden. Zur Nachprüfung der Frage, ob die Bodenunruhe in Europa ihre Größe und ihr Aussehen ändert, wenn Tiefdruckgebiete vom Meere auf den Kontinent wandern, stellte Herr Prof. Tams liebenswürdigerweise einige Diagramme aus Hamburg zur Verfügung, die den Beweis lieferten, daß das Überschreiten der skandinavischen Küste völlig einflußlos auf die Bodenunruhe in Hamburg ist, sofern nur die Brandung stark genug bleibt. Eine weitere Prüfung dieser Probleme an Hand der Aufzeichnungen des Galitzinpendels, das auf dem Taunusobservatorium neu aufgestellt worden ist, ist beabsichtigt.

Bei der Beantwortung der Frage, ob die durch Tiefdruckgebiete auf das Meer ausgeübten Druckschwankungen oder die Brandungen die Ursachen der Bodenunruhe sind, lassen sich aber zugunsten der letzteren noch weitere Argumente anführen. Zunächst haben die Untersuchungen einwandfrei ergeben<sup>6)</sup>), daß die Lage oder Tiefe der Depression keinen direkten Einfluß auf die Bodenunruhe haben, was bei der Theorie von Gherzi doch zu erwarten wäre. Andererseits tritt an den küstenferneren Stationen die unregelmäßige Bodenunruhe, die Gherzi beim Überschreiten der Küsten durch ein Tiefdruckgebiet in Zi-ka-wei findet, überhaupt nicht auf. Wir kommen also auf diesen ganz verschiedenen Wegen immer wieder zu dem gleichen Ergebnis, daß alle Argumente gegen die Ansicht von Gherzi sprechen und für die Hypothese, daß mindestens in Europa die Brandung, insbesondere gegen Steilküsten, die Ursache der Bodenunruhe von Perioden mit 4 bis 10 sec ist.

#### Literatur.

- 1) E. Gherzi: Études sur les microséisms, Zi-ka-wei 1925. Derselbe: Zeitschr. f. Geophys. **1**, 163 (1925).
- 2) Derselbe: Houle et microséismes sur la côte de Chine, Zi-ka-wei 1926.
- 3) B. Gutenberg: Zeitschr. f. Geophys. **1**, 69 (1924) und **1**, 165 (1925).
- 4) Derselbe: Die seismische Bodenunruhe. Berlin 1924.
- 5) Derselbe: Untersuchungen über die Bodenunruhe mit Perioden von 4 bis 10 sec in Europa. Straßburg 1921.
- 6) Derselbe: Die seismische Bodenunruhe, Diss. und Gerlands Beitr. z. Geophys. 1911.

## Radioaktivitätsmessungen als geophysikalische Aufschlußmethode.

Von **Ferdinand Müller** in Kassel-Wilhelmshöhe. — (Mit vier Abbildungen.)

Anreicherungen radioaktiver Substanzen kommen unter bestimmten geologischen Bedingungen vor. Die zur Feststellung solcher Anreicherungen beschrittenen Wege werden beschrieben und einige Anwendungsbeispiele gegeben.

A. Vorbereitende Tatsachen. Nach der Entdeckung der allgemeinen Verbreitung radioaktiver Substanzen im Erdboden durch Elster und Geitel (in den Jahren 1900 bis 1902) setzten allseits eingehende Untersuchungen über die spezifische Verteilung dieser Substanzen in Mineralien, Gesteinen, Gewässern aller Art, in der Atmosphäre und in der Bodenluft ein. Nach anfänglichen rein qualitativen Beobachtungen wurden sehr bald quantitative Maßbestimmungen durchgeführt. Ausführliche Zusammenstellungen über die diesbezügliche Literatur sowie über die Resultate finden sich unter anderen bei Gockel<sup>1)</sup>, Geitel<sup>2)</sup>, Ambronn<sup>3)</sup>, Meyer und Schweidler<sup>4)</sup>. Diese Untersuchungen bedeuten jedoch wohl zumeist eine wesentliche Bereicherung des Tatsachenmaterials der Mineralogie und der Physik von Erde und Atmosphäre, Erkenntnisse über Beziehungen zwischen der Verteilung der radioaktiven Substanzen und geologischen Faktoren bilden sich nur langsam heraus, wenngleich auch einige Tatsachen bereits so alt sind wie überhaupt die Kenntnis der Radioaktivität. Dabei erweisen sich die nach und nach bekanntgewordenen Anomalien gegenüber der normalen Verteilung durchweg als Anreicherungen unter ganz bestimmten geologischen Bedingungen, wie zum Beispiel:

- a) Lagerstätten der stark aktiven Mineralien (Uran-Radium- und Thorium-Erze), die sowohl auf Gängen (z. B. Joachimsthal in Böhmen) als auch in Lagern (Monazitseifen in Südamerika) vorkommen.
- b) Viele Mineral- und andere aus der Tiefe kommende Spaltenquellen.
- c) Erdöllagerstätten.
- d) Verwerfungen, Spalten, Gänge und manche Erzlager.

Als Begleiterscheinung dieser Anreicherungen ist die erhöhte Aktivität ihrer nächsten Umgebung zu vermerken.

Entsprechend diesen Vorkommen ergeben sich für Radioaktivitätsmessungen als geophysikalische Aufschlußmethode hauptsächlich zwei Problemstellungen, die sich jedoch zum Teil überschneiden und experimentell dieselben Wege beschreiten: erstens handelt es sich direkt um die bloße Feststellung und gegebenenfalls um die quantitative Bearbeitung der starken Anreicherungen, also um das Aufsuchen der hochaktiven Mineralien und der aktiven Quellen sowie um die Bestimmung der Menge und der Art der aktiven Bestandteile, und zweitens sollen indirekt mit der Bestimmung der Anreicherungen bestimmte



geologische Fragen gelöst werden wie die Feststellung von Verwerfungen, Spalten, Gängen und Lagerstätten, wo die Anhäufungen nur sekundäre Begleiterscheinungen sind. Das erste Problem hat bereits vielfache Bearbeitung erfahren; freilich erstreckten sich die Untersuchungen fast nur auf Wasser- und Gesteinsprobenuntersuchungen. Das zweite Problem ist erst neuerdings durch Untersuchungen von Ambronn<sup>5)</sup> aktuell geworden.

B. Die Untersuchungsmethoden. Die Meßmethoden selbst sind natürlich wegen der geringen Durchdringungsfähigkeit der von den radioaktiven Substanzen ausgehenden Strahlungen ausschließlich Nahemethoden, d. h. die Substanzen müssen direkt auf das Meßinstrument bzw. bestimmte Teile desselben wirken. Das schließt jedoch nicht aus, daß man auch verdeckte und nicht unmittelbar zugängliche Objekte messend verfolgen kann, weil ja, wie schon oben erwähnt, die Anreicherung sich auch auf die nächste Umgebung mit erstreckt. Der Nachweis der radioaktiven Substanzen geschieht bei diesen Methoden nur durch die Messung der Ionisierung, die durch die emittierte Strahlung in einem abgeschlossenen Luftraum erzeugt wird. Als Elektrometer können Blättcheninstrumente nach Exner oder Elster und Geitel verwandt werden; für Messungen im Gelände sind jedoch wegen ihrer großen Transportsicherheit und meist höheren Empfindlichkeit Fadenelektrometer nach Wulf oder Lutz vorzuziehen. Als Aufschlußmethode genügt meistens das Feststellen der Anreicherungen, worauf sich die nachfolgenden Mitteilungen beschränken werden. Hierzu werden Relativmessungen ausgeführt, indem von Station zu Station der Voltabfall des auf eine bestimmte Spannung aufgeladenen Elektrometers in Abhängigkeit von der Zeit gemessen wird. Wichtig ist dabei, daß die Apparate frei von Verseuchungen durch radioaktive Zerfallsprodukte gehalten werden, und daß man sich vor jeder Einzelmessung durch eine sogenannte „Vorprobe“ davon überzeugt, daß das „Zerstreuungssystem“ frei von induzierter Aktivität ist. Bei der Untersuchung eines Geländes geht man praktisch so vor, daß die je nach geologischen Gesichtspunkten mehr oder weniger dicht gewählten Meßorte längs geraden Linien liegen und an Anreicherungsstellen seitliche Streupunkte zur Erhärtung der Resultate eingeschoben werden. Auf diese Weise erhält man „radioaktive Profile“ des Untersuchungsgeländes, aus denen Schlüsse über den Aufbau des Untergrundes gezogen werden. Bei den praktischen Messungen sind folgernde Wege beschritten worden:

I. Um die vom Boden ausgehende Strahlung zu messen, kann man nach Ambronn [<sup>3)</sup> S. 90] eine unten offene Ionisierungskammer benutzen, die einfach auf den eventuell freizulegenden und aufzulockernden Boden aufgesetzt wird. Die Kammer soll, damit die Messungen schnell genug vonstatten gehen, nicht unter 20 Liter Luft fassen und muß mit einer Vorrichtung versehen sein, mit der sich zur Erzielung einer möglichst gleichmäßigen Ionisation die Luft im Innern gut durchmischen läßt. Diese Methode ist jedoch mit starken äußeren Fehlerquellen behaftet infolge meteorologischer Einflüsse, Zu-



fälligkeiten in der Beschaffenheit und Zusammensetzung der Oberfläche und dergleichen mehr. Trotzdem liefert sie bei gleichbleibenden Versuchsbedingungen mitunter brauchbare Resultate.

II. Etwas abgeändert ist die Methode von Bogoiavlensky<sup>6)</sup>, der nur die durchdringende Strahlung des Erdbodens mißt. Das Elektrometer ist direkt in die seitlich und unten mit Bleischirmen verschiedener Dicke versehene Ionisierungskammer eingebaut. Die Messungen sind nach Bogoiavlensky völlig unabhängig von meteorologischen Faktoren, die Intensität der Strahlung ist an ein und demselben Meßpunkte bis zu 3 Proz. konstant.

III. Eine wesentliche Verbesserung der Methode I bietet der von Koenigsberger<sup>7)</sup> eingeschlagene Weg. Es werden Bohrlöcher in den Boden bzw. das Gestein getrieben, Tiefe möglichst über 1 m. Das Bohrloch selbst dient als Ionisierungskammer. Die Bohrlöcher werden hermetisch gegen die Außenluft abgeschlossen und wenigstens mehrere Stunden, besser aber einige Tage sich selbst überlassen. Dann erst geschieht die Ionisierungsmessung nach Art der üblichen Zerstreumessungen. Die Optik der Elektrometer ist bei dieser Methode zwecks bequemerer Ablesung durch Einfügung eines Prismas in den Strahlengang rechtwinklig geknickt. Die Einwirkung äußerer meteorologischer Vorgänge und anderer Zufälligkeiten ist auf erträgliches Maß herabgemindert.

IV. Eine weitere Methode bestimmt den Emanationsgehalt der Bodenluft, die in eine zylindrische Ionisierungskammer angesaugt wird. Das Prinzip der Messung ist bereits von Elster und Geitel<sup>8)</sup> eingeführt und später vielfach angewandt worden, in Deutschland z. B. durch von dem Borne<sup>9)</sup>. Über Sonden, die je nach Möglichkeit bis zu 2 m Tiefe in den Boden getrieben werden, wird die Bodenluft über ein Trockenfilter in die Kammer gepumpt (Durchsaugen oder Ansaugen mit Vakuum) und der Ionisationsstrom wie üblich gemessen. Auf die besondere Art des Einsaugens der Bodenluft in die Kammer, die gleichzeitig als Pumpe ausgebildet ist, bezieht sich eine Konstruktion von Lorenser<sup>10)</sup>. Eine andere Art der Anordnung beschreibt Ambronn<sup>11)</sup>: die Bodenluft wird unter Überdruck in die Kammer gepreßt.

V. Bei Wässern kommen, abgesehen von wenigen Ausnahmen, nur Emanationsmessungen in Frage, welche mit den sogenannten Fontaktometern oder Fontaktoskopen vorgenommen werden. Auf eine nähere Beschreibung kann hier verzichtet werden, weil darüber bereits eine umfangreiche Literatur besteht. Eine kurze Zusammenfassung der Typen sowie Nachweis der Literatur findet sich bei Meyer und Schweidler<sup>4)</sup>, S. 309/310.

VI. Ein sehr alter Weg ist der der Probeentnahme fester Substanzen von Punkt zu Punkt, den z. B. von dem Borne<sup>9)</sup> systematisch im Uranerzbergbau beschritten hat. Um dabei jedesmal vergleichbare Resultate zu bekommen, wird natürlich von demselben Zustand des Materials ausgegangen. Die zu prüfenden Substanzen werden fein pulverisiert und in lufttrockenem

Zustand der Untersuchung unterworfen, und zwar immer die gleiche Gewichtsmenge auf gleich großer Oberfläche ausgebreitet. Derselbe Arbeitsgang kommt für Bohrproben, Quellsedimente und dergleichen in Betracht.

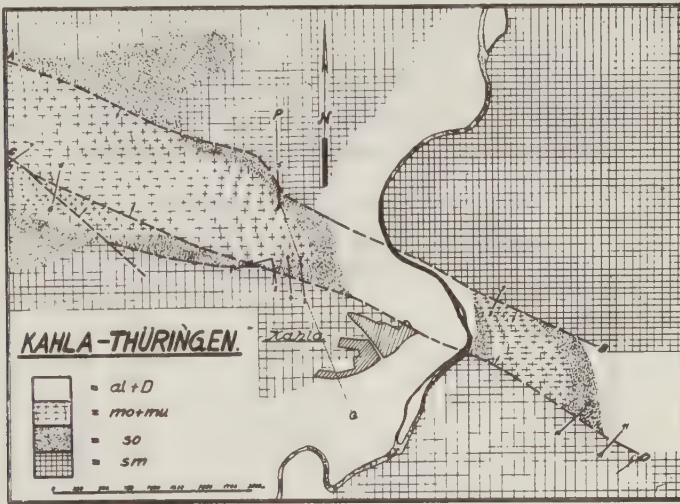


Fig. 1. Geologische Skizze der Umgegend von Kahla-Thüringen.

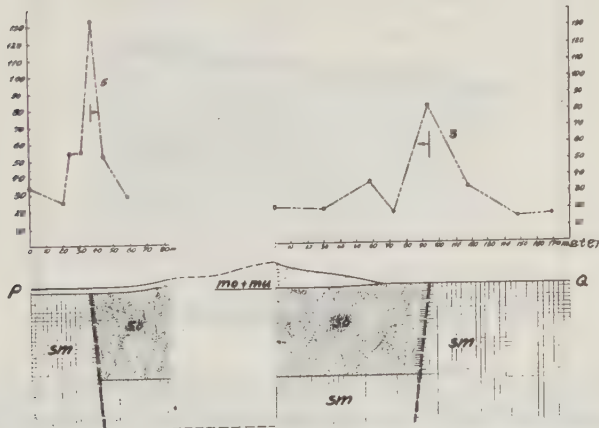


Fig. 2. Radioaktives Profil über den Leuchtenburggraben.

C. Anwendungsbeispiele. Angaben über praktische Beispiele, an denen die eine oder andere der aufgezählten Methoden für die Lösung geologischer Fragen sich bewährt hat, sind nur spärlich in der Literatur vertreten. So z. B. gibt Ambronn<sup>3) 5)</sup> radioaktive Profile ohne nähere Angaben über eine Verwerfung und einen Gang und erwähnt weitere Beispiele. Winnacker<sup>12)</sup>

bedient sich der Methode der Probeentnahme zur Ermittlung von Uranerz-  
gängen. Bogojavlensky<sup>13)</sup> berichtet über die Feststellung von Ver-  
werfungen mit Hilfe von Radioaktivitätsmessungen. Link und Schober  
veröffentlichen<sup>14)</sup> Messungen nach der Bodenluftmethode mit dem Lorenser-  
Apparat, durch welche Lage und Verlauf tektonischer Störungslinien im Eyachtale  
(Schwarzwald) für den Bau einer Talsperre ermittelt wurden.

Es seien daher noch einige eigene Beobachtungen mitgeteilt, die der  
Verfasser im Auftrage der Elbof-Piepmeyer & Co., Kommanditgesellschaft,

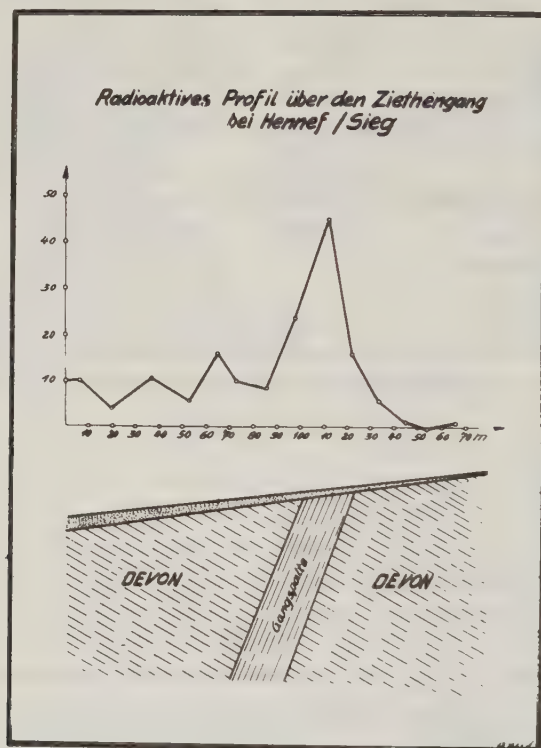


Fig. 3.

Kassel-Wilhelmshöhe, zu Studienzwecken sowie als praktische Aufschluß-  
arbeiten durchgeführt hat. Verwendet wurden die Methode der auf den  
Boden zu setzenden unten offenen Ionisierungskammer — diese allerdings nur  
in ganz seltenen Fällen und unter sehr günstigen Versuchsbedingungen —,  
die Bohrlochmethode nach Koenigsberger und die Methode des Ansaugens  
der Bodenluft nach Elster und Geitel. Als Meßinstrumente dienten Ein-  
fadenelektrometer nach Lutz.

Fig. 1 und 2 beziehen sich auf Untersuchungen an den Randverwerfungen  
des Leuchtenburggrabens bei Kahla in Thüringen. Zutage gehen nur Schichten

der Trias aus, mittlerer Buntsandstein, Letten des Rüts und Muschelkalk. Das Ausgehende der Verwerfungen war durch eine mehr oder minder starke Verwitterungsdecke sowie auch durch Gehängeschutt verdeckt. Die Aktivität war über den Verwerfungen, gemessen in relativen Einheiten, bis zu 600 Proz. höher als über ungestörten Lagerungsverhältnissen. Fig. 2 gibt das ausgezeichnete Verhalten der Verwerfungen wieder. Analog waren Messungen an einer großen Verwerfung von 1200 m Sprunghöhe am Nordrande des Frankenwaldes zwischen Probstzella und Lauenstein, wo mittleres Cambrium (Grauwackenschiefer) gegen

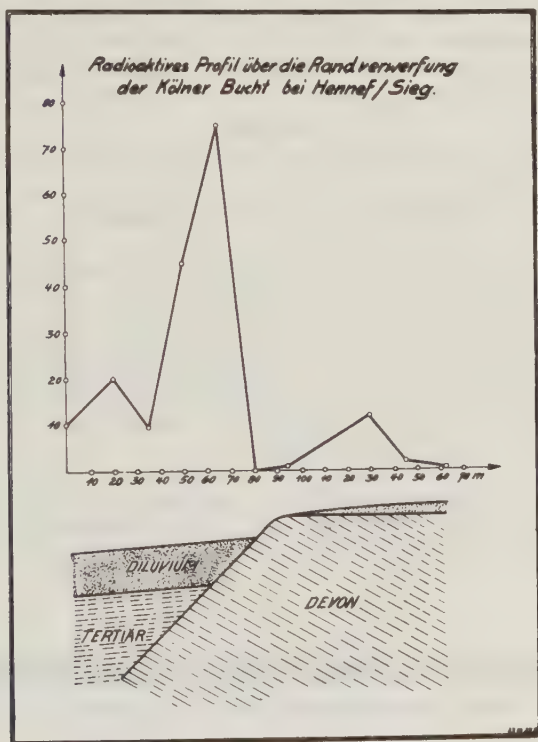


Fig. 4.

Untercarbon (Tonschiefer) verworfen ist. Hier betrug die Aktivität über der Störung mehr als 2000 Proz. gegenüber dem ungestörten Gebirge.

Weitere Untersuchungen fanden im Ganggebiet der Grube Zieten bei Hennef a. d. Sieg statt. Es handelt sich hier um eine bis zu 30 m breite und teilweise verzweigte Gangzone, deren Führung zumeist rauh ist und nur lokale Einlagerungen von Blei-, Zink- und Kupfererz zeigt. Die festgestellten Anreicherungen radioaktiver Substanzen fielen mit geringer seitlicher Streuung genau mit dem durch die Grubenaufschlüsse bekannten Ausgehenden der Gangzone zusammen. Auch die durch eine Reihe weiterer Aufschlüsse teilweise



bekannte nördliche bzw. nordwestliche Fortsetzung des Ganges konnte unter einer einige Meter starken Diluvialbedeckung nachgewiesen werden. Unweit der Zietengangspalte liegt das Ausgehende der östlichen Randverwerfung der Kölner Bucht. Auch hier wieder die ganz bedeutend erhöhte Aktivität gegenüber dem Ungestörten. Fig. 3 gibt ein radioaktives Profil über die Gangspalte, Fig. 4 ein solches über die Randverwerfung.

Zusammenfassung. Obige Ausführungen zeigen, daß Radioaktivitätsmessungen als geophysikalische Nahemethode eine wichtige Bedeutung für eine Reihe geologischer Fragen zukommt. Gerade die Feststellung von Objekten, die von Lockermassen verdeckt sind, ist eine Aufgabe, die in der angewandten Geophysik immer wieder vorkommt und durch solcherlei Messungen schnell und zuverlässig gelöst werden kann.

#### Literatur.

- <sup>1)</sup> A. Gockel: „Die Radioaktivität von Boden und Quellen.“ Sammlung Vieweg, Heft 5, 1914.
- <sup>2)</sup> H. Geitel: „Die Radioaktivität von Erde und Atmosphäre.“ Handb. d. Radiologie, Bd. I, 1920.
- <sup>3)</sup> R. Ambronn: „Die Methoden der angewandten Geophysik.“ 1926.
- <sup>4)</sup> St. Meyer und E. Schweidler: „Radioaktivität.“ 1927.
- <sup>5)</sup> R. Ambronn: Jahrb. Hallescher Verband 8, 2. Lief., S. 21 (1922).
- <sup>6)</sup> L. Bogoiavlensky: Bull. Inst. Pract. Geophysics Leningrad 1, 184 (1925).
- <sup>7)</sup> J. Koenigsberger: Zeitschr. prakt. Geologie 34, 151 (1926).
- <sup>8)</sup> J. Elster und H. Geitel: Phys. Zeitschr. 3, 574 (1902).
- <sup>9)</sup> G. von dem Borne: Habilitationsschrift Breslau 1905.
- <sup>10)</sup> E. Lorensen: D.R.-P. Nr. 420511.
- <sup>11)</sup> R. Ambronn: Phys. Zeitschr. 28, 444 (1927).
- <sup>12)</sup> Winnacker: Zeitschr. internat. Ver. Bohring. u. Bohrtechn. 32, 57 (1924).
- <sup>13)</sup> L. Bogoiavlensky: Bull. Inst. Pract. Geophys. Leningrad 1, 57 u. 69 (1925).
- <sup>14)</sup> E. Link und R. Schober: Gas- und Wasserfach 69, 225 (1926).

## Vorträge, gehalten auf der VI. Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft vom 26. bis 28. September 1927 in Frankfurt a. M.

### Verallgemeinerte Isobaren.

Von Leo Wenzel Pollak in Prag.

Die aus rund einer halben Million Luftdruckwerten abgeleiteten Frequenzkurven von 134 europäischen Stationen werden durch Maßzahlen analytisch festgelegt. Die Charakteristiken der Frequenzkurven wurden zur Konstruktion von „verallgemeinerten Isobaren“ benutzt. Die „verallgemeinerten Isobarenkarten“, die zum erstenmal für einen Erdteil gezeichnet werden, liefern nicht nur eine oft geforderte vollkommenere Beschreibung und erschöpfendere Bearbeitung meteorologischer Beobachtungen, sondern versprechen auch theoretisch wertvolle Aufschlüsse.

„Verallgemeinerte Isobaren“ sind Linien, welche Erdorte miteinander verbinden, die gleiche „Charakteristiken“ des Luftdrucks besitzen.



# Magnetische Störungen über Europa

dargestellt durch Isanomalien der Vertikalintensität des Erdmagnetismus

entworfen von A. Nippoldt

## Erklärung:

Die Zahlen und Kurven bedeuten in Einheiten der 4. Dezimale (0,0001 Gauß) Abweichungen der Vertikalintensität gegen das mittlere europäische Feld, d. h. gegen die Summe aus dem homogenen Feld der ganzen Erde und dem regionalen Feld für Europa. Die Kurven verbinden die Orte gleicher Werte der

Störungen (sind Isanomalien); ihre Grundlage bilden die in den Kreuzungspunkten von ganzen und halben Breitenkreisen mit ganzen Längengraden stehenden Zahlen. Positive Werte = größerer Vertikalintensität = stärkerer Südmagnetisierung als das mittlere europäische Feld.

Maßstab 1 : 6 500 000

Flächentreue Projektion von Bonne







Bezüglich der Geschichte des vorliegenden Gegenstandes erwähne ich nur, daß der Begriff „verallgemeinerte Isobaren“ vom berühmten englischen Mathematiker und Statistiker Karl Pearson eingeführt wurde. Pearson erweist seine Brauchbarkeit an einem kleinen, überdies inhomogenen Beobachtungsmaterial, das ausschließlich die Britischen Inseln betrifft und nur 23 Stationen umfaßt. Seine vor 30 Jahren ausgesprochene Hoffnung, daß Berufsmeteorologen seine Ideen fortführen werden, ist aber bis heute deshalb nicht erfüllt worden, weil bisher eine systematische Anwendung der Verfahren der mathematischen Statistik auf umfangreiches meteorologisches Material, das größere Teile der Erde umfaßt, der beträchtlichen Mühe wegen nicht erfolgt ist. Durch die von mir entworfenen „verallgemeinerten Isobaren über Europa“ wird diese Lücke einigermaßen ausgefüllt.

Zur Erläuterung des Begriffes „Charakteristik“ sei angemerkt, daß man aus den „Verteilungstafeln“ gewisse Maßzahlen, Charakteristiken genannt, berechnet, die das ganze Kollektiv abkürzend vertreten können. Es sind dies die folgenden Charakteristiken: Die Extreme des Arguments, die Variationsbreite, der Scheitelwert, die Scheitelwertfrequenz, das arithmetische Mittel, die Mittelwertfrequenz, der Zentralwert, die durchschnittliche Abweichung, die Dispersion, die Schiefe und der Exzeß.

Durch Eintragung einer bestimmten Charakteristik für zahlreiche Orte in eine Erdkarte und Konstruktion von Isoplethen erhält man eine bestimmte „verallgemeinerte Isobarenkarte“. Es gibt somit so viel verschiedene „verallgemeinerte Isobarenkarten“, als man Charakteristiken aus einem Luftdruckkollektiv ableiten kann. Bisher war nur ein Spezialfall derselben, die Isobaren des mittleren Luftdrucks, bekannt, die ich von nun ab zum Unterschiede „gemeine Isobaren“ zu nennen vorschlage. Für die übrigen verallgemeinerten Isobarenkarten habe ich mit Benutzung des Wortes „Gleiche“ neue Namen geprägt, z. B. Luftdruck-Scheitelwert-Gleichen, Luftdruck-Dispersions-Gleichen usw.

Als Material wurden die auf  $0^{\circ}\text{C}$  und das Meeresniveau reduzierten Morgenablesungen des Luftdrucks von 111 europäischen Stationen des zehnjährigen Zeitraumes 1904 bis 1913, sowie die von Pearson verwendeten 23 Frequenzkurven zugrunde gelegt. Es wurden insgesamt 463 176 Luftdruckablesungen in den von mir gezeichneten Karten verwertet. Die Verteilungstafeln dieser 111 Stationen hat, wie ich an anderer Stelle\*) ausführlich berichtet habe, das Statistische Staatsamt der tschechoslowakischen Republik in Prag mit seinem ausgezeichnet geschulten Personal und seinen vollkommenen maschinellen Einrichtungen in kürzester Zeit beschafft.

Die Ableitung der Charakteristiken erfolgte, soweit sie nicht direkt oder nach einfacher Interpolation der Verteilungstafel entnommen werden können, nach dem Summenverfahren bzw. durch Entwicklung der Verteilungstafel in die

---

\*) Verwendung statistischer Maschinen in der Klimatologie. Meteorol. Zeitschr. 1927, S. 296.



von Bruns angegebene Normalform der  $\Phi$ -Reihe. Die Entwicklung der Frequenzkurven in eine  $\Phi$ -Reihe war hier deshalb lohnend und berechtigt, weil

1. jede einzelne zur analytischen Darstellung gelangende Frequenzkurve auf mindestens 3000 Einzelwerte gegründet ist, und

2. die Frequenzkurven der auf das Meeresniveau reduzierten Luftdruckwerte (Jahr!) im allgemeinen einen recht glatten und von Zacken und Sprüngen fast freien Verlauf zeigen.

Damit erfährt die von A. Schmauß gemachte fundamentale Entdeckung\*) eine interessante Ergänzung.

Eine Abhängigkeit der Zackenzahl und Zahngröße mit der geographischen Breite scheint vorzuliegen. Ich zeichne deshalb gegenwärtig Isoplethen, welche Erdorte miteinander verbinden, die Frequenzkurven besitzen, welche im Aufstieg bis zum Scheitel oder Abstieg vom Gipfel oder im auf- und absteigenden Ast gleiche Anzahl von „Zähnen“ besitzen. Solche Linien nenne ich Isodontoten. Die Frequenzkurven der betreffenden Erdorte, welche auf derselben Isodontote liegen, sind also gleich oft bezahnt.

Weiter entwerfe ich augenblicklich auch Linien, welche Orte miteinander verbinden, bei denen ein bestimmter Zahn (dessen Lage in der Frequenzkurve festgelegt wird durch seine Entfernung vom Scheitelwert, welche in Bruchteilen der Streuung ausgedrückt sei) gleiche Größe besitzt. Diese Linien heiße ich Isostorthen.

Der Wert der verallgemeinerten Isobarenkarten liegt nicht allein in der vollständigeren Bearbeitung des meteorologischen Materials für klimatologische Zwecke, die ja immer wieder gefordert wurde, sondern die Ergebnisse derselben sind auch theoretisch wichtig (z. B. für die Korrelationsforschung).

Von den zahlreichen Resultaten, welche den hier nicht reproduzierten Karten entnommen werden konnten, sei nur erwähnt, daß die Schiefe östlich von der Linie: etwas südlich Kargopol–Wilna–Jaroslau–Árva–Váralja–zwischen Budapest und Nagy-Várad–westlich Szegedin–westlich Belgrad–westlich Sofia–westlich Korfu negativ, westlich von dieser Kurve positiv ist. Der Exzeß ist in ganz Europa bis zum 40.° östl. Länge v. Gr. (Kargopol–Moskau) positiv und niemals Null. Das kontinentale Klima macht sich deutlich durch negative Schiefe und kleine Beträge des Exzesses bemerkbar. Der Exzeß ist besonders groß im Mittelmeer.

Daraus folgt, daß es in ganz Europa nicht einmal isolierte Punkte gibt, für welche die Luftdruckfrequenzkurve gestaltlich mit der Gaußschen Fehlerverteilungsfunktion vollkommen übereinstimmt, da es keine Orte gibt, an welchen gleichzeitig  $D_3$  (Schiefe) und  $D_4$  (Exzeß) Null ist.

---

\*) Scheitelwerte des Luftdruckes. Deutsch. Meteorol. Jahrb. f. 1925, Bayern. München 1926.

## Zur Frage der Periodizität der Erdbeben \*).

Von V. Conrad (Wien).

312 west-javanische Beben zeigen eine zeitliche Verteilung, in der mit hoher Wahrscheinlichkeit eine Periodizität in der Dauer der Chandlerschen Periode vermutet werden kann.

Die am Observatorium in Batavia in der Zeit 1910 bis 1925 registrierten Nahbeben (Herde innerhalb des 1000-km-Kreises von Batavia) wurden auf Periodizitäten in der Länge des Sonnentages und Jahres untersucht. Es ergab sich ein negatives Resultat. Frühere Erfahrungen ließen vermuten, daß Herde aus einem kleineren und eventuell einheitlicher aufgebautem Gebiet eher den Nachweis einer Periodizität zulassen. Es wurden daher aus dem Gesamtmaterial die Beben herausgesucht, deren Herde in den Residentschaften Batavia, Bantam und Preanger lagen. Auch diese ausgewählten Beben, die mit dem Namen Preangerbeben bezeichnet werden sollen, zeigen keine Häufigkeitsschwankung in der Länge von Tag oder Jahr. Das Gesamtmaterial umfaßt dabei 850 Beben, aus denen 312 Preangerbeben ausgewählt werden konnten. Nachbeben wurden nach Möglichkeit eliminiert.

Weiter wurde für die monatlichen Häufigkeiten der Preangerbeben das Periodogramm im Bereich von 4 bis 24 Monaten berechnet. Die Kurve zeigt deutlich ausgesprochene Maxima bei den Periodenlängen von 10, 14 und 16 Monaten. Die Anwendung anderer Wahrscheinlichkeitskriterien zeigt, daß es vielleicht eine 10 monatige Häufigkeitsschwankung geben könnte, daß aber nicht alle Wahrscheinlichkeitskriterien zu einer einsinnigen Aussage kommen. Dies ist jedoch in einer halbwegs eindeutigen Weise bei der 14-monatigen Häufigkeitsschwankung der Fall. Es kann wohl kaum als Zufall gedeutet werden, daß die so gefundene Periodenlänge mit der der Chandlerschen Periode, die L. W. Pollak als Hauptschwingung der Polschwankung nachgewiesen hat, übereinstimmt. Arbeiten von R. Spitaler und dem Verfasser deuten ebenfalls auf einen Zusammenhang von Erdbebenhäufigkeit und Polschwankungen hin. Wenn auch die aus den Polschwankungen sich ergebenden Kräfte klein sind\*\*), so würde dieser Umstand das physikalische Bild, das einer bebensauslösenden Wirkung der Polhöhen Schwankungen zugrunde liegen müßte, keineswegs unmöglich machen. Labile Zustände vorausgesetzt, genügen sehr kleine Kräfte zur Auslösung großer Effekte.

\*) Die ausführliche Publikation über diesen Gegenstand wird in Gerl. Beitr. z. Geophys., Bd. 18, H. 3 erscheinen.

\*\*) Siehe auch den kürzlich erschienenen Aufsatz von T. P. Kravetz, diese Zeitschr. 3, 221 (1927). Den Schlußfolgerungen von Kravetz wird man wohl nicht ohne weiteres beistimmen können.

## Bericht über die Ergebnisse der Meteorexpedition.

Von A. Defant. — (Mit zwei Abbildungen und einer Tafel.)

Die Ozeanographie ist als geographische Spezialdisziplin dank der großen Fortschritte in der Technik meereskundlicher Forschung der neueren Zeit und der intensiven exakten Bearbeitung der Beobachtungen der älteren und neueren Tiefsee-Expeditionen allmählich bei jenem Entwicklungsstadium der Forschung angelangt, in dem von der mehr qualitativen Beschreibung der Erscheinungen zu einer quantitativen Erfassung derselben übergegangen werden kann. Dies führt natürlich zu einer mehr physikalisch-mathematischen Behandlung einzelner Probleme der Ozeanographie, zu einer intensiveren Anwendung der Lehren der Hydrodynamik auf die bewegten Wassermassen der Ozeane. Die Meteorologie als Schwesterdisziplin hat diesen Übergang zum großen Teil schon vollzogen und ist in der theoretischen Behandlung der wichtigsten Probleme schon viel weiter fortgeschritten als die Ozeanographie. Es ist aber zu erwarten, daß auch die Ozeanographie ihr bald hierin folgen wird; sie steht dadurch vor einem bedeutenden Wendepunkt ihrer Entwicklung: sie wird, was viele Probleme betrifft, zu einem Teil der Geophysik.

Geophysikalisch müssen auch die Arbeitsmethoden sein, will sie weitere Fortschritte erzielen. Es ist ein großes Verdienst von Alfred Merz, dies klar erkannt und an den maßgebenden Stellen mit der nötigen Eindringlichkeit betont zu haben, daß der wissenschaftlichen Meereskunde gerade jetzt in diesem Entwicklungsstadium eine groß angelegte, nach modernen geophysikalischen Gesichtspunkten durchgeführte Forschungsfahrt von größtem Wert sein würde, weil theoretische Gedankengänge und Überlegungen ohne neue Beobachtungsunterlagen nicht mehr recht fruchtbar werden könnten. Die modernen geophysikalischen Gesichtspunkte liegen in erster Linie in dem Verlassen der bisher bei allen Tiefsee-Expeditionen üblichen Methode der „Stichproben“, die höchstens die Verhältnisse längs eines einzigen Schnittes durch den Ozean erkennen ließ, und in der Forderung nach einer systematischen Erforschung der ganzen Ozeane in allen ihren Teilen durch planmäßige Untersuchung ihrer Verhältnisse auf enggelegten Schnitten oder in einem dichten Netz ozeanographischer Stationen. Nur die räumliche Erfassung der Erscheinungen liefert die Grundlage zu einer genauen geophysikalischen Untersuchung der ozeanographischen Probleme. Auch dies hat Merz klar erkannt und trotz der vielfach geäußerten Bedenken über die Ausführbarkeit der gewaltigen Arbeit an Bord eines Schiffes eine systematische physikalische Durchforschung eines Ozeans gefordert. Die Deutsche Atlantische Expedition auf dem Vermessungs- und Forschungsschiff „Meteor“ hat zum erstenmal diese gewaltige Arbeit geleistet.

Auch in diesem Punkte steht die Ozeanographie so vor einem prinzipiellen Wendepunkte. Der Übergang zu geophysikalischen Arbeitsmethoden einerseits und andererseits die systematische Erforschung der ganzen Ozeanräume wird mit der Zeit eine gewaltige Umwälzung in der Ozeanographie bedingen, deren Anfang stets mit dem Namen der Meteorexpedition verknüpft bleiben wird.

Aus diesen Gedanken entsprang die Deutsche Atlantische Expedition. Der Plan von Alfred Merz fiel beim Präsidenten der Notgemeinschaft Deutscher Wissenschaft Exzellenz Schmidt-Ott und beim damaligen Chef der Marineleitung Admiral Behncke auf fruchtbaren Boden. Die Notgemeinschaft übernahm die Ausrüstung und den Unterhalt der wissenschaftlichen Mitglieder, die Beschaffung, Instandhaltung und Ergänzung aller für die wissenschaftlichen Arbeiten notwendigen Instrumente, Apparate, Bücher und sonstiger Hilfsmittel, die Marine stellte das Schiff und seine Besatzung für die Dauer der Expedition in den Dienst der ozeanographischen Wissenschaft. Erst durch das enge Zusammenarbeiten beider hat der große Plan: die genaue systematische Durchforschung des Atlantischen Ozeans von 20° nördl. Br. bis zur Eisgrenze der Antarktis Wirklichkeit werden können.

Vor der Ausreise der Expedition, die am 26. April 1925 aus Wilhelmshaven erfolgte, sind im Institut für Meereskunde sowohl eingehende Untersuchungen für die Auswahl der Instrumente und Apparate, als auch eine neue, rationelle Aufarbeitung des für das Expeditionsgebiet schon vorhandenen Beobachtungsmaterials früherer Expeditionen vorgenommen worden. Zu dem ersten Punkte kann man wohl sagen, daß durch diese Vorarbeiten noch keine Expedition technisch so ausgezeichnet vorbereitet und ausgerüstet den Heimatshafen verließ, zum zweiten, daß Merz und seinen Mitarbeitern es gelungen ist, schon aus dem älteren Material im Anschluß an frühere Untersuchungen eine neuere Auffassung der ozeanischen Zirkulation im Atlantischen Ozean abzuleiten, die als gut fundierte Arbeitshypothese der Expedition mit auf den Weg gegeben werden konnte. Diese zu bestätigen und weiter auszubauen sollte die Hauptaufgabe der Expedition sein. Das war das große Ziel, das Merz der Expedition gesteckt hatte; alles andere, was sich auf der Expedition noch machen ließ, mußte sich ihm ein- oder unterordnen. Damit wurden von vornherein die rein biologischen Arbeiten, die sonst den größten Teil der Arbeiten bei Tiefseexpeditionen auszumachen pflegten, größtenteils ausgeschieden und von ihnen und weiter auch von chemischen, geologisch-mineralogischen Arbeiten nur so viel im Arbeitsplan aufgenommen, als sie in der Hauptsache dem Hauptproblem dienlich waren und durch sie keine größeren Verzögerungen im Betrieb zu erwarten waren. Der Meteorologie wurde eine größere Freiheit eingeräumt, da die Untersuchungen des Aufbaues der Atmosphäre durch Ballon- und Drachenaufstiege vom fahrenden Schiff aus nahezu unabhängig von den ozeanographischen Arbeiten vorgenommen werden konnten.

Der schärften Umgrenzung des Arbeitsplanes, der ein einiges und gedeihliches Zusammenarbeiten aller Wissenszweige unter Vorantritt der Ozeanographie dar-



stellt, ist zum großen Teil der Erfolg der Expedition zu verdanken. Die Expedition ist am 2. Juni 1927 nach einer Dauer von 777 Tagen glücklich in Wilhelmshaven wieder eingelaufen und hat ihr Programm planmäßig erledigt.

Über den Verlauf der Expedition soll im Vortrage nicht neuerdings berichtet werden, nachdem schon mancherorts viel eingehender darüber veröffentlicht worden ist\*). Fig. 1 gibt den Reiseweg des Meteor mit den 310 ozeanographischen Stationen, die systematisch in 14 Querprofilen den ganzen Ozean überdecken. Die Profile sind in der angegebenen zahlenmäßigen Reihenfolge abgefahren worden; maßgebend dafür waren vor allem die klimatischen Verhältnisse der einzelnen Zonen und die Lage der Endpunkten zu den Häfen, die als Stützpunkte auserwählt waren. Bei Profil I mußte nach Station 5 das Schiff nach Buenos-Aires zurückkehren. Dies war bedingt durch die Erkrankung des Planlegers und wissenschaftlichen Leiters der Expedition Alfred Merz. Er kehrte nicht mehr zu ihr zurück; ein unerbittliches Schicksal hat ihn allzufrüh ihr entrisen.

Kapitän Spiess, der nautische Leiter der Expedition, hat sodann die Gesamtleitung übernommen und unter seiner bewährten Führung ist die Expedition weiter- und zu einem glücklichen Ende geführt worden.

Während der ganzen Reise wurde in Abständen von 20 Minuten, was etwa 2 Seemeilen entspricht, bei morphologischen Störungen in noch kürzeren Intervallen, durch Echolotungen das Relief des ozeanischen Bodens aufgenommen. Die ungeheure Zahl von 67 400 Echolotungen läßt sogleich erkennen, daß dadurch die Form des Meeresboden in viel größerem Maße entschleiert werden konnte als durch Drahtlotungen. Die verwendeten Echolotypen „Atlaslot“ und „Signallot“ haben während der ganzen Expedition, wie die oftmalige Kontrolle durch Drahtlotungen gezeigt hat, vorzüglich gearbeitet\*\*).

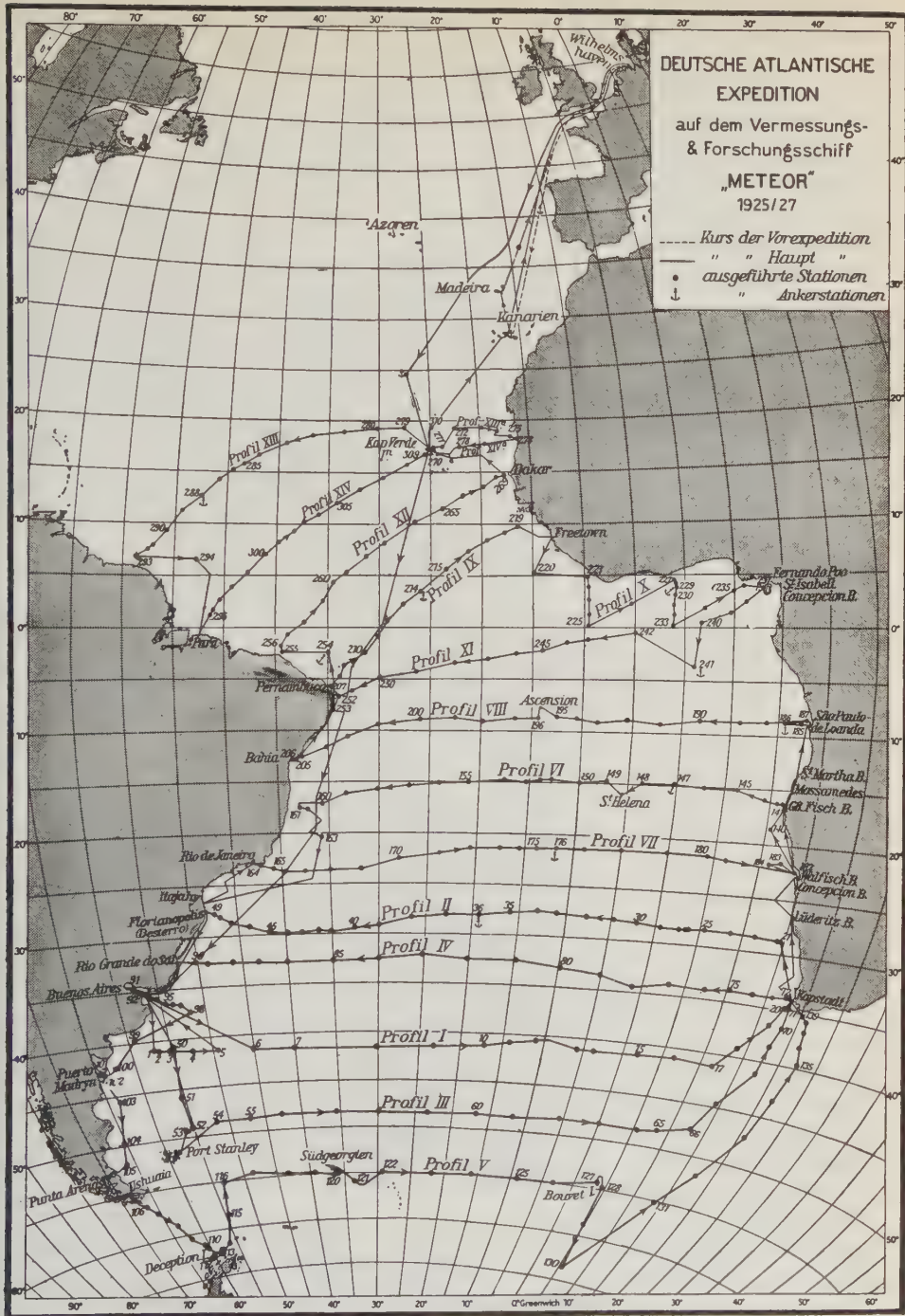
Die auf Grund dieser Echolotungen gewonnene genaue Aufnahme des Bodenreliefs wird in Verbindung mit den auf den ozeanographischen Stationen gewonnenen Bodenproben unsere Kenntnis der Morphologie und Geologie des Südatlantischen Ozeans in ungeahnter Weise erweitern. Die Kenntnis der Form des Gefäßes, in dem sich die Flüssigkeit bewegt, ist einerseits eine unumgängliche Voraussetzung für die Durchführung hydrodynamischer Untersuchungen, andererseits außerordentlich wichtig zur Entscheidung vieler anderer geophysikalischer Probleme; ich erinnere bloß an Wegeners Theorie der Kontinentalverschiebungen und an die Frage der Reduktion der Schweremessungen auf dem Meere.

Die außerordentliche Kompliziertheit des Bodenreliefs längs der Profile läßt erkennen, daß die allgemein bisher angenommene Gleichförmigkeit des Meeresbodens in vielen Fällen nur eine Folge der bisher geringen Zahl der Lotungen ist.

---

\*) Gesammelte Berichte der Deutschen Atlantischen Expedition, mitgeteilt durch die Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft, Berlin 1927.

\*\*) Siehe H. Maurer: Die Lotungen des Forschungsschiffes „Meteor“ und die Nautik. Zeitschr. d. Ges. f. Erdk. zu Berlin, Jahrg. 1927, Nr. 7/8.



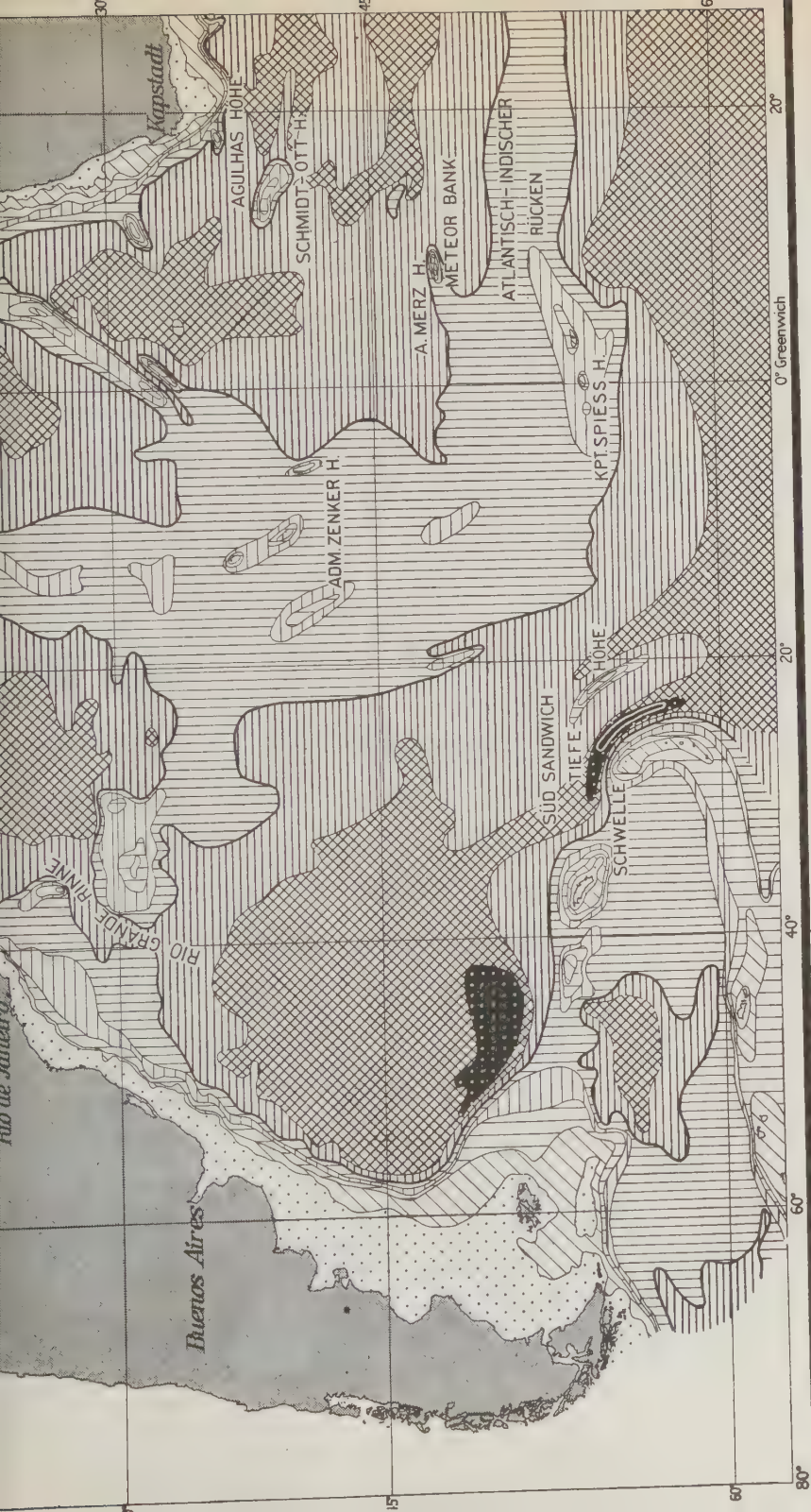
(Aus „Zeitschr. d. Ges. f. Erdkunde zu Berlin“, Jahrg. 1927, Heft 5/6.)

Fig. 1. Reiseweg der Deutschen Atlantischen Expedition auf dem Vermessungs- und Forschungsschiff „Meteor“ 1925 bis 1927.

Dies zeigt sich besonders deutlich, wenn man die durch die Echolotungen nunmehr sehr genau gegebene Bodenform mit dem nach den früheren Drahtlotungen angenommenen Bodenverlauf vergleicht. Zusammen mit den Ergebnissen der früheren Lotungen werden die Echolotungen den Entwurf einer wesentlich genaueren Tiefenkarte des Südatlantischen Ozeans ermöglichen, die als Grundlage für alle weiteren Untersuchungen dienen wird. Ein erster Versuch einer solchen Tiefenkarte gibt die nebenstehende Tafel; sie stützt sich auf die Tiefenzahlen, die in den deutschen Admiraltätskarten Nr. 384 und 520 eingetragen sind und etwa 500 ausgesuchten unreduzierten Echolotzahlen des Meteor. Diese Karte weicht in manchen Punkten von der früheren Tiefenkarte des Atlantischen Ozeans ab; insbesondere sind als völlig neu zu erwähnen: Der tiefe Graben, der den Südsandwich-Inselbogen außen umlagert ist und in dem auch die größte Tiefe des Südatlantischen Ozeans von 8060 m erlotet wurde. Es ist nicht ausgeschlossen, daß sich darin noch größere Tiefen vorfinden. Weiter sind neu einige Erhebungen auf der Atlantischen Schwelle und auf der Kapschwelle, die in der Karte mit ihren neuen Namen eingetragen







(Aus Zeitschrift der Gesellschaft für Erdkunde 1927.)

Tiefenkarte des Südatlantischen Ozeans nach den vorläufigen Ergebnissen der Echolotungen der Deutschen Atlantischen Expedition.



man ferner die Atlantische Schwelle, die sich als wesentlich vielgestaltiger erwies, als man bisher angenommen hat. Auf Grund aller Tiefenwerte wird man wohl entscheiden können, welchen morphologischen Charakters diese ausgedehnte Erhebung im Atlantischen Ozean ist. Man erkennt ferner, wie grundverschieden die beiden durch die Atlantische Schwelle voneinander getrennten zwei Längsbecken des östlichen und westlichen Atlantischen Ozeans in morphologischer Beziehung sind. Im Westen ein freier Durchzug, der das Antarktische Meer über dem ausgedehnten Argentinischen Becken mit dem Brasilianischen und den Nordamerikanischen Becken bis in Tiefen von 4000 m frei verbindet; im Osten mehr gegeneinander durch Querriegel, die sich zwischen dem afrikanischen Kontinent und der Atlantischen Schwelle stellen, abgeschlossene Mulden: die Kapmulde, von ihr durch den Walfischrückens getrennt die Kongomulde, von dieser getrennt durch die Guineaschwelle die Guineamulde, weiter dann in etwas freierer Verbindung die Sierra-Leonemulde und die Kapverdische Mulde. Diese wesentlich verschiedene morphologische Gliederung des westlichen und östlichen Ozeans wird sich in den ozeanographischen Verhältnissen der beiden Seiten des Ozeans deutlich äußern müssen: im Westen freier Durchzug der Wassermassen bis in große Tiefen in meridionaler Richtung bis über den Äquator, im Osten in den einzelnen Mulden von der Schwellentiefe ab mehr oder minder Stagnation der Wassermassen mit konstantem Salzgehalt und nahezu adiabatischer Temperaturzunahme.

Die ozeanographischen Untersuchungen betrafen in erster Linie die möglichst genaue Festlegung des Aufbaues des ganzen Ozeans durch die Ermittlung der physikalisch-chemischen Eigenschaften des Meerwassers. Auf jeder Station war das Arbeitsprogramm in der Hauptsache dasselbe; die Dauer der fortlaufenden Arbeiten betrug hierbei je nach der Tiefe des Meeres 6 bis 12 Stunden. Die Reihenfolge dieser Arbeiten war: Drahtlotung zur Kontrolle der Echolotungen und zur Gewinnung einer Bodenprobe, sowie zur Bestimmung der physikalisch-chemischen Eigenschaften des Bodenwassers; sodann folgten die ozeanographischen Serienmessungen, die grundsätzlich bis zum Meeresboden ausgedehnt wurden. In engelegten Tiefenhorizonten wurde die Temperatur mittels Kippthermometer bestimmt und aus heraufgeholtten Wasserproben der Salzgehalt, die Wasserstoffionenkonzentration und die Alkalinität, weiter der Gehalt an Sauerstoff und an Phosphorsäure ermittelt. Ungeschützte Thermometer gaben eine Kontrollé zur Tiefenlage der Messung. Ein Teil der Wasserproben wurde dem Biologen für quantitative Bestimmungen des Gehaltes an Nannonplankton abgetreten. Zumeist wurde in vier Serien gearbeitet, und zwar reichte die erste bis 250 m, die zweite bis 1000 m, die dritte bis 2500 m, die vierte 4500 m usw. Den ozeanographischen Messungen folgten von seiten des Biologen quantitative Netzfänge und qualitative Schließnetzefänge, die abwechselnd in verschiedenen Tiefen vorgenommen wurden.

Das gewonnene Beobachtungsmaterial ist enorm groß und dank der Vorbereitungen und der häufigen Kontrollen von besonderer Güte. Nur durch

äußerste Arbeitsanspannung während der ganzen Expedition war es den wissenschaftlichen Mitgliedern derselben möglich, dieses gewaltige Beobachtungsmaterial zu gewinnen, das zum erstenmal eine physikalisch-chemische Aufnahme eines ganzen Ozeanraumes darstellt. Seine intensive Verarbeitung wird Jahre in Anspruch nehmen und ich kann heute nur einige Teilergebnisse vorlegen, die durch vorläufige Bearbeitung zum Teil während der Expedition gewonnen wurden.

Nach den vorliegenden Beobachtungen läßt sich für jedes Profil zunächst die Verteilung von Temperatur und Salzgehalt darstellen und die Schichtung der Wassermassen näher studieren. Es zeigt sich, daß diese, abgesehen von den hohen südlichen Breiten, in den Hauptzügen überall vom gleichen Charakter ist und mehr oder minder auch jener entspricht, die Merz für einen meridionalen Längsschnitt auf 30° Westlänge aus den Beobachtungen der älteren Expeditionen ableiten konnte. Eine vierfache Schichtung kann unterschieden werden: Zunächst eine salzreiche und warme Deckschicht bis 600 m, sodann zwischen 600 und 1200 m eine Zwischenschicht mit geringem Salzgehalt und relativ niedriger Temperatur. Sie gehört, wie wir hören werden, dem Antarktischen Zwischenstrom an. Unterhalb dieser Zwischenschicht tritt wieder eine Zunahme des Salzgehaltes und auch der Temperatur auf mit einem Kerngebiet in einer Tiefe von 2500 m. Diese ausgedehnte Schicht entspricht dem Nordatlantischen Tiefenstrom. Unterhalb 4000 m ist der Bereich des kalten Bodenstromes, der sich aber nur im Westbecken bis in niedrige Breiten bemerkbar macht, da nur hier, wie früher erwähnt wurde, ein freier Durchzug in meridionaler Richtung vorhanden ist. In den mehr abgeschlossenen Ostbecken zeigt sich eine Konstanz des Salzgehaltes und eine geringe, an die adiabatischen Verhältnisse heranreichende Temperaturzunahme. Dies weist auf vertikale Konvektion hin.

Diese Schichtung der Wassermassen steht in innigem Zusammenhang mit der Bewegung der Wassermassen im Ozean, mit der ozeanischen Zirkulation; denn nur eine solche kann sie erzeugen und erhalten. Für einen Meridionalschnitt in 30° Westlänge hatte schon Merz aus den neu reduzierten Beobachtungen der früheren Expeditionen ganz ähnliche Verhältnisse abgeleitet, die ihn auch veranlaßt haben, neue Ansichten über die ozeanische Zirkulation daraus abzuleiten. Er hat diese in folgendem Zirkulationsschema der meridionalen Komponente der Wasserbewegung zusammengefaßt (Fig. 2).

Man erkennt zunächst eine kleine in sich geschlossene Zirkulation in den subtropischen Oberflächenschichten. Auf diese dünne Schicht beschränkt sich die früher angenommene, zum Äquator symmetrische Zirkulation mit einem aufsteigenden Aste in niedrigen und zwei absteigenden Ästen in höheren Breiten. Bis in die neueste Zeit hatte sich die Ansicht erhalten, daß die ozeanische Zirkulation auf diese Weise vor sich gehe. Wenn auch einzelne Forscher erkannt hatten, daß dieses Schema nicht überall den Beobachtungen entsprach, niemand vor Merz hatte den Mut gefunden, es völlig über Bord zu werfen und an seine Stelle ein genaueres zu setzen.

Unter den dünnen Schichten der tropischen Zirkulation liegen die ausgedehnten Regionen des zwischenhemisphärischen Wasseraustausches. Man erkennt drei Strometagen übereinander. Von den Meeresteilen zwischen 60 und 40° südl. Br. strömt kaltes, salzarmes Wasser nordwärts ab und schiebt sich unter das warme, salzreiche Wasser der niedrigen Breiten ein. Dies ist der Antarktische Zwischenstrom, der in 800 m Tiefe bis über den Äquator noch in 10° nördl. Br. nachweisbar ist. Unterhalb dieser Strömung bewegen sich die Wassermassen in großer Mächtigkeit nach Süden: der Nordatlantische Tiefenstrom. Sein Entstehungsgebiet sind die südlichen gemäßigten Breiten der Nordhemisphäre. Als horizontaler Strom ist er bis 40° südl. Br. verfolgbar, wo er dann aufsteigt und sich verliert. Unter dem Nordatlantischen Tiefen-

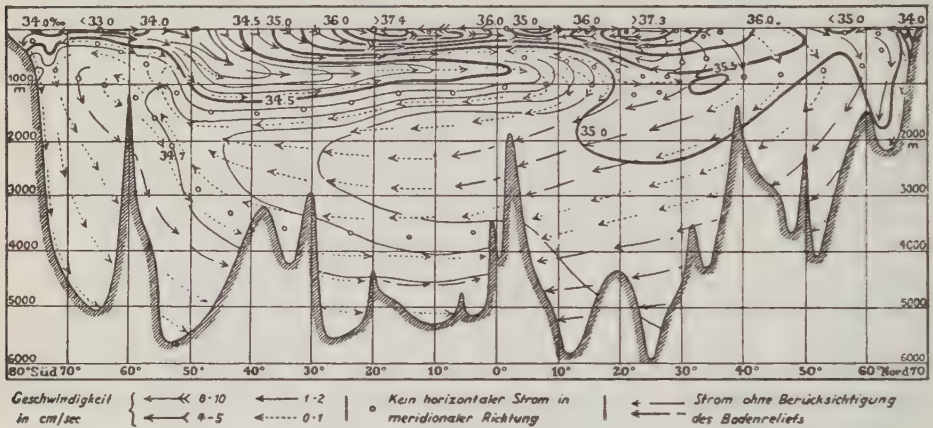


Fig. 2. Zirkulationsschema für die meridionale Komponente der Wasserbewegung im Atlantischen Ozean auf 30° Wärme.

strom strömen kalte, salzarme Wassermassen, vom Antarktischen Meere absinkend, dem Boden folgend nordwärts und erfüllen die Tiefseebecken dort, wo ihnen freier Zutritt gegeben ist (Antarktischer Bodenstrom).

Diese Zirkulation gilt es durch die Meteorbeobachtungen zu bestätigen und darüber hinaus, da nun auch der räumliche Aufbau des Meeres gegeben ist, neben der meridionalen Bewegungskomponente auch die zonale, also die Bewegung der Wassermassen im Raum festzulegen. Daß die Form des Gefäßes, das Bodenrelief wesentliche Modifikationen dieses allgemeinen Schemas in den einzelnen Teilen des Atlantischen Ozeans bewirken wird, ist von vornherein zu erwarten. Ihre genaue Festlegung wird sich durch die Bearbeitung des Meteormaterials ergeben. Dr. Wüst hat je einen durch das West- und das Ostbecken gelegten Längsschnitt bearbeitet und zeigen können, daß zwar im allgemeinen die Merzschen Anschauungen über die meridionale Zirkulation sich bestätigen, daß aber bemerkenswerte Unterschiede zwischen West und Ost sowohl in der Mächtigkeit wie in der Reichweite der einzelnen Stromglieder vorhanden sind,



die wohl als Ausflüsse der verschiedenen morphologischen Gestaltung der beiden Becken anzusehen sind.

Die Beobachtungen des Meteor werden aber nicht nur eine qualitative Beschreibung der Erscheinungen zulassen, sie sind so angelegt, daß durch Anwendung der Bjerknesschen hydrodynamischen Methoden sich quantitative Schlüsse über die Wasserbewegung ableiten lassen werden. Die theoretisch aus dem inneren Kraftfeld ermittelten Strömungen werden sich kontrollieren lassen, durch die auf den Ankerstationen vorgenommenen direkten Messungen von Stromrichtung und -stärke in den verschiedenen Tiefen. Es ist zu hoffen, daß als Endergebnis sich eine genaue Festlegung des gesamten Wassenumlaufes im Südatlantischen Ozean ergeben wird.

Auf den Ankerstationen hatte man neben vielen anderen speziellen Untersuchungen auch Gelegenheit der wichtigen Frage nachzugehen, ob die Annahme der Konstanz der Verhältnisse im Ozean, wie wir sie bei stationären Zuständen annehmen, auch wirklich besteht. Es zeigte sich, daß ab etwa 300 m Tiefe unperiodische Änderungen der Eigenschaften der Wassermassen nicht auftreten oder sehr langsam erfolgen, derart, daß eine einmalige Messung den mittleren Zustand in der Vertikalen mit genügender Genauigkeit wiedergibt. Im Bereiche der Oberflächenschichten erfolgen hingegen oft große Schwankungen sowohl der Temperatur, sowie des Salzgehaltes. Diese Schwankungen scheinen an Diskontinuitätsflächen gebunden zu sein, in deren Bereich sie am größten sind. Es ist unzweifelhaft, daß man bei diesen Schwankungen es mit internen Wellen an Grenzflächen zu tun hat. Das reiche, auf den Ankerstationen gewonnene Material wird gestatten, der Frage nach dem Wesen, der Ausbildung und Ursache dieser Grenzflächenwellen nachzugehen. Schon die Diskussion und Analyse der Beobachtungen eines Falles erwies, daß die Diskontinuitätsfläche selbst der Träger der ganzen Erscheinung ist und daß die wellenartigen Verlagerungen derselben die periodischen Schwankungen in den Elementen bedingen. Es gibt zwei Gattungen von Wellen, die hierbei auftreten: Einmal lange Wellen mit Gezeitencharakter. Die Gezeitenerscheinungen in den darüber und darunter sich befindlichen Wassermassen werden erzwungenen Verlagerungen der Diskontinuitätsfläche bedingen. Dann kurze Wellen mit einer Periode von etwa 2 Stunden; sie sind als freie Wellen an der Grenzfläche anzusehen, als eine den Meereswellen an der Oberfläche analoge Erscheinung an der Sprungschichte.

Die Zeit erlaubt es wohl nicht, über weitere Ergebnisse, die mehr chemische, biologische, geologisch-mineralogische Verhältnisse des Meereswassers bzw. des Meeresbodens betreffen, Ihnen hier vorzuführen. Ich möchte wenigstens etwas über die meteorologischen Arbeiten der Expedition berichten, da diese hier wohl mehr Interesse beanspruchen können.

Im Arbeitsplan der Meteorologen war die Untersuchung des Aufbaues der Atmosphäre über die äquatorialen und südhemisphärischen Teile des Atlantischen Ozeans mittels Registrierballone und Drachenaufstiege sowie mittels Pilotballone



vorgesehen. Dieser Teil der Atmosphäre konnte vor der Expedition in meteorologischer Hinsicht als völlig unbekannt angesehen werden; durch die Beobachtungen des Meteor wird es zu einem der am besten erforschten Teile der Atmosphäre werden; ja die Beobachtungen sind so systematisch vorgenommen worden, daß für manchen Teil von Europa das aerologische Material nicht so gleichförmig und reichhaltig zur Verfügung stehen dürfte. Allerdings mußte wegen der zu geringen Fahrtgeschwindigkeit des Schiffes vom Hochlassen von Registrierballonen größtenteils abgesehen werden; aber umso eifriger wurden Drachen- und Pilotballone benutzt, um genügendes Material zum Studium der atmosphärischen Zirkulation zu gewinnen. Im allgemeinen wurden täglich zwei Pilotballone hochgelassen und verfolgt und bei günstigem Fahrtwind so oft als möglich Drachenaufstiege vorgenommen. Die durchschnittlich erreichte Höhe der Piloten war rund 10 km, jene der Drachen rund  $3\frac{1}{2}$  km.

Die systematisch angeordneten Aufstiege werden gewiß einen genauen Einblick in den Mechanismus der Strömungen der beiden Passate geben und unsere Kenntnisse über die atmosphärische Zirkulation der Tropen und Subtropen wesentlich vertiefen. Ohne Zweifel ist analog zu den Verhältnissen im Meere auch die atmosphärische Zirkulation nicht, wie man bisher immer anzunehmen pflegt, symmetrisch zum Äquator. Im äquatorialen Gebiete stehen Nordost- und Südostpassat im steten Kampfe miteinander und im gegenseitigen, an Gleitflächen vor sich gehenden Ausweichen dieser Strömungen liegt die Bedingung und die Ursache der ausgiebigen Niederschläge der Tropenzone. Die symmetrische Verteilung der Strömungen am Äquator scheint nicht vorhanden zu sein und auch hier liegt im stetigen Kampf gegeneinander strömender und voreinander ausweichender Strömungen die Ursache der auch in den Tropen böenartig fallenden Regengüsse, die von kurzen Perioden heiteren Wetters unterbrochen sind. Die eingehenden Beobachtungen der Meteorexpedition werden zu entscheiden haben, ob diese Vorstellungen der tropischen Zirkulation der Wirklichkeit entsprechen und inwieweit sie zu modifizieren sind. Sie werden auch zu entscheiden haben, in wieweit die Störungen der gemäßigten Breiten auf die subtropischen und tropischen Strömungen übergreifen und die Zirkulation in den äquatorialen Teilen der Atmosphäre beeinflussen.

In den obigen Ausführungen konnte ich nur einen kleinen Einblick in das Material der Meteorexpedition, dessen endgültige Verarbeitung Jahre erfordern wird, geben. Die deutsche Ozeanographie ist sowohl in der Anlage als auch in der Durchführung dieser Expedition neue Wege gegangen; ihre Arbeiten haben sich in jeder Beziehung bewährt und werden mustergültig sein für eine systematische internationale Erforschung der Meere. Diese wissenschaftliche Großtat verdanken wir der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft und der Marineleitung, nicht minder aber der aufopferungsvollen und unermüdlichen Hingabe sämtlicher wissenschaftlicher Teilnehmer der Expedition, sowie den unschätzbaren Hilfsdiensten der ganzen Besatzung.

---

## Der gegenwärtige Stand und die Aufgaben der atmosphärischen Polarisationsforschung.

Von Chr. Jensen.

Von besonderen Fällen [siehe die Verfolgung der Haidingerschen Büschel durch Dember und Uibe\*) sowie Kolhörster\*\*) abgesehen, sind die atmosphärischen Polarisationsphänomene nur mittels besonderer Apparate (Polarimeter und Polariskope) zu beobachten. Kurz zusammenfassend kann man bezüglich der wichtigsten Beobachtungsergebnisse folgendes sagen: Der heitere Himmel zeigt — und zwar auch in dem jedenfalls sehr nahe innerhalb des Sonnenvertikals um  $90^\circ$  von der Sonne abstehenden Punkt maximaler Polarisation — nur eine teilweise Polarisation (als Maximum wird etwa 0.85 angegeben), und es gibt, falls die Sonne hoch genug steht, im  $\odot$ -Vertikal [von etwaiger geringer azimuthaler Verschiebung abgesehen\*\*\*)] drei als neutrale Punkte (n. P.) bezeichnete Zonen (bei Anwendung spektral zerlegten Lichtes zu einem Bande ausgezogen), über und unter der Sonne den Babinetschen bzw. den meist schwerer beobachtbaren Brewsterschen Punkt (Ba- bzw. Br-Punkt), über der Gegen Sonne den Aragoschen Punkt (A-Punkt). Nimmt man die Hauptpolarisationsebene zwischen Sonne und Ba- bzw. Br-Punkt, sowie zwischen Gegen Sonne und A-Punkt als  $\perp \odot$ -Vertikal stehend an (positive Polarisation), fällt sie an allen sonstigen Stellen des  $\odot$ -Vertikals mit diesem zusammen. In den neutralen Punkten findet eine Drehung um  $90^\circ$  statt (negative Polarisation). In dem durch Sonne gelegten Horizontalkreis fällt die Polarisationsebene mit diesem zusammen. Wie gezeigt, weicht sie in einem nach rechts oben durch die  $\odot$  gelegten größten Kreis nur wenig von dessen Ebene ab, dreht sich aber, wenn man sich auf demselben der  $\odot$  nähert, im Sinne des Uhrzeigers mehr und mehr aus dieser Lage heraus, um sich der horizontalen zu nähern. Bei dem entsprechenden Quadranten oben links vom  $\odot$ -Vertikal sind die Verhältnisse analog, nur erfolgt hier die Drehung gegen den Sinn des Uhrzeigers; unten ist alles analog. Zu diesem Ergebnis gelangte Busch†) (siehe aber auch Bosanquet und die in loserem Zusammenhang damit stehenden Ergebnisse Becquerels über die Abweichungen der Polarisationsebene von der durch Sonne und Visierlinie bestimmten Ebene) durch Feststellung derjenigen Linien

\*) Ann. d. Phys. 63, 571—580 (1920).

\*\*) Meteorol. Zeitschr. 1919, S. 47—49.

\*\*\*) Süring: Veröffentl. d. Preuß. Meteorol. Inst. Nr. 240, S. 1—19 (1911) und Meteorol. Zeitschr. 1912, S. 121—123; siehe auch Knopf, Dorno, Jensen.

†) Busch und Jensen: Tatsachen und Theorien der atmosphärischen Polarisation usw., Hamburg 1911, S. 58 u. f. In diesem Buche (jetzt bei Dümmler zu beziehen) Literatur über alle wichtigen Polarisationsarbeiten bis 1911.

zu beiden Seiten des Sonnenvertikals (mittels des Savartschen Polariskops), deren Polarisationssebene um  $45^\circ$  gegen die Vertikale des anvisierten Punktes geneigt ist (fälschlich als Neutrallinien bezeichnet). Der zwischen dem A- und Ba-Punkt gelegene Teil der Kurve, die sogenannte Buschsche Lemniskate, wurde zunächst von Mentzel\*) auch bei größerer  $\odot$ -Höhe verfolgt, wobei er fand, daß sich der zwischen Zenit und A-Punkt gelegene Teil bei steigender Sonne mehr und mehr ausbaucht, und daß die Kurvenäste schließlich in die angrenzenden Quadranten überklappen, um schließlich durch den Br-Punkt zu gehen. Von Dorno und Mentzel wurden die Beziehungen zwischen der Kurvengestalt und der atmosphärischen bzw. Horizontbeschaffenheit [Dorno\*\*]) verfolgt, von Dorno auch die zwischen der tatsächlich vorhandenen und der theoretischen, d. h. der Kurve, die ohne Störung durch die neutralen Punkte in Frage käme (Einmündung in Sonne bzw. Gegensonne).

Was die Polarisationsgröße betrifft, so wurde zunächst (Bernard, Rubenson) nur der Punkt maximaler Polarisation verfolgt. Jensen wählte als erster einen festen Punkt, aus Gründen der Zweckmäßigkeit und der Symmetrie den Zenit. Gockel\*\*\*) nahm auch Messungen an dem im  $\odot$ -Vertikal um  $60^\circ$  von der  $\odot$  entfernten Punkt vor, da er sich meist nur wenig vom Zenit entfernt. Bei Verwertung des Materials ist zu beachten, daß beim Punkt maximaler Polarisation die Lage wechselt, beim Zenit der  $\odot$ -Abstand. Die Bestimmungen der Polarisationsgröße ( $P$ ) in verschiedenen Spektralbezirken führten noch nicht zu befriedigenden Ergebnissen; namentlich ist auf die Unstimmigkeit zwischen den Resultaten Kalitins†) und Tichanowskys††) mit denen von Dorno, Gockel†††), Pernter u. a. (in  $\odot$ -Nähe auch bei heiterem Himmel Maximum im Rot, in  $\odot$ -Ferne Maximum bei kürzeren  $\lambda$ , bei trübem Himmel dort Maximum im Rot) hinzuweisen.

Jensen versuchte, das  $P$  im Zenit zur Flächenhelle dort in Beziehung zu setzen (der Gang in Abhängigkeit von der  $\odot$ -Höhe nahezu invers). Äußerst fruchtbringend erwies sich Dornos Gedanke systematischer kombinierter Bestimmungen der Verteilung der Helligkeit sowie der Polarisationsgröße am Himmel, der Lage der Polarisationssebene und der neutralen Punkte, der Sonnenstrahlungsintensität in verschiedenen Farben, die Hand in Hand gingen mit Dämmerungsbeobachtungen und der Verfolgung zartester Ringerscheinungen um die Sonne usw. Soweit Schlüsse auf den atmosphärischen Reinheitsgrad zu ziehen waren, ergab die Durchführung des Planes auch gute gegenseitige Kontrollen. Die Kombi-

\*) Mitteil. d. Vereinig. v. Freunden d. Astron. u. kosm. Phys. 1918, S. 92—97 und Meteorol. Jahrb. f. Bremen 28 (1917).

\*\*) Veröffentl. d. Preuß. Meteorol. Inst. Nr. 303, 1919; Meteorol. Zeitschr. 1919, S. 109 u. f. und 181 u. f., sowie Mitteil. d. Vereinig. v. Freunden d. Astron. u. kosm. Phys. 1919, S. 81 u. f.

\*\*\*) Ann. d. Phys. 56, 617 u. f. (1918).

†) Meteorol. Zeitschr. 1926, S. 132—140.

††) Ebenda, S. 288—291.

†††) Ann. d. Phys. 62, 283 u. f. (1920).



nation zuerst genannter Messungen wurde durch die getrennte Verfolgung der zwei — zueinander schwingenden Komponenten ermöglicht (Webersches Polari-  
meter). Besonders glücklich war der Umstand, daß die Untersuchungen in  
eine Zeit fielen, in der drei scharf getrennte Perioden zu unterscheiden waren,  
charakterisiert 1. durch starke tellurische Trübung (Katmaiausbruch 1912);  
2. durch das Fehlen größerer Verunreinigungen (1910, 1911 und 1915);  
3. durch starke Sonnentätigkeit (1916 und 1917). Die starken Schwankungen  
des atmosphärischen Reinheitsgrades infolge tellurischer oder kosmischer Vor-  
gänge und die starke Beeinflussung der Polarisationsphänomene wurden besonders  
deutlich durch die letzten zwei bis drei Dezennien [Busch, Dorno, Jensen\*),  
Kalitin\*\*), Kimball\*\*\*), Menze, Plassmann†), Platania††),  
Süring†††) u. a.]. Während aber auch die Zunahme kleinster Partikeln die  
Extinktion vergrößert, wird nach Boutaric§)  $P$  nur durch Teilchen geändert,  
deren Dimensionen mindestens von der Größenordnung der  $\lambda$  sind. — Die Iso-  
polaren folgen nach Dorno bei allen  $\odot$ -Höhen in überraschender Weise den  
Parallelkreisen (so die Maximalisopolare im allgemeinen dem Himmelsäquator),  
und der Gang der Helligkeit verläuft im großen und ganzen invers dazu.  
Gewisse Abweichungen scheinen im wesentlichen dadurch ihre Erklärung zu  
finden, daß die Helligkeitsänderungen der zwei Komponenten bei Durchstrahlung  
verschieden dicker Luftschichten verschieden groß sind. Während nun gewöhn-  
lich (für die Maximalpolarisation) abnehmendes  $P$  gefunden wird, wenn das  
Licht einen längeren Weg vom anvisierten Punkt zum Beobachter zu durch-  
laufen hat (größere Horizontnähe der anvisierten Stelle), nimmt  $P$  umgekehrt  
zu, wenn das Licht einen längeren Weg von der Sonne bis zum anvisierten  
Punkt zurückzulegen hat (siehe hier Hurion und L. Weber). Daher wurde  
vielfach das  $P$  im  $\odot$ -Vertikal für  $90^\circ + \alpha$  (von  $\odot$  aus) größer gefunden als  
für  $90^\circ - \alpha$ . Wesentlich in Frage für die Änderung von  $P$  (aber damit sämt-  
licher Polarisationsphänomene) kommen offenbar mechanische Trübungen, die im  
Zusammenhang stehen mit rein meteorologischen Vorgängen (Kondensations-  
produkte des Wasserdampfes), mit Vulkanausbrüchen oder mit Vorgängen auf  
der Sonne. Auch bei etwaigen Veränderungen bei  $\odot$ -Finsternissen dürften nach  
Jensen, von etwaiger Änderung im Verhältnis des primär zu dem sekundär

\*) Siehe außer Busch und Jensen, l. c., Jensens Abschnitt über Geophysik im  
Hevelius (bei Dümmler) und Dornos großes Werk im Jahre 1919, weiter die Meteorol.  
Zeitschr. der letzten Jahre (namentlich 1912, 1913 und 1914), ferner Verhandl. D. Naturf.  
u. Ärzte 1912, Mitteil. d. Vereinig. v. Freunden d. Astron. u. kosm. Phys. 1919, S. 39 u. f.

\*\*) Gerlands Beiträge z. Geophys. 15, 376 u. f. (1926).

\*\*\*) Siehe die fortlaufenden Berichte im Monthly Weather Rev.; Journ. of the  
Washingt. Ac. of Sc. 3, 269 u. f. (1913); Bull. of the M. Weather Obs., Vol. 5 und 6.

†) Beil. z. Progr. d. Paul. Gymnas. in Münster 1912; Astron. Nachr. 200, 203,  
207 und 210.

††) Seit 1912 wesentlich in Mem. della Soc. degli spettroscop. ital.

†††) l. c. und ebenda Nr. 279, S. 10—24 (1913).

§) Ann. Chim. Phys. 9, 113 u. f. (1918) und 10, 1 u. f. (1918).



diffundierten Lichte abgesehen, Kondensationsvorgänge eine nicht zu unterschätzende Rolle spielen. Allgemein ist natürlich auch die sogenannte optische Trübung [siehe Kimball\*)] nicht zu vernachlässigen.

Besonderen Zwecken dienen Untersuchungen über eventuelle Abweichungen der azimutalen Lage der neutralen Punkte vom  $\odot$ -Vertikal, wobei abgesehen von Terraineinflüssen auch wohl an die Erforschung tieferer Beziehungen (zur Gestalt der Atmosphäre; siehe die Asymmetrien des Purpurlichtes und der Dämmerungsscheine, sowie die Schmidtsche Zodiakallichttheorie) gedacht ist. Wie an Hand der Hamburger Messungen zwischen 1909 und 1915 gezeigt wurde\*\*), ändert sich durch veränderten atmosphärischen Reinheitsgrad die Abhängigkeit der Punktabstände von der  $\odot$ -Höhe in mannigfacher Weise, wobei wesentlich an die Verschiebung des Maximums des Ba-Abstandes nach größeren  $\odot$ -Höhen und die des A-Minimums nach größeren negativen  $\odot$ -Höhen hin, ganz besonders aber an die Amplitudengröße der Kurven zu denken ist. Bemerkenswert ist, daß gewisse Störungscharakteristika in der Nähe der Großstadt besonders stark ausgeprägt waren, ferner die Tatsache, daß die Katmaitrübung in Hamburg noch zu einer Zeit (gegen Ende 1914) deutlich ausgeprägt war, an einem Ort mit reinerer Luft nicht. Es wird versucht, dies durch Annahme einer gewissen Zusatztrübung in den tieferen Luftschichten bei der Großstadt zu erklären. Die zuerst von Süring geäußerte und hernach durch Jensen gestützte Ansicht, daß der A-Punkt mehr durch rein meteorologische Vorgänge, überhaupt durch Trübungen tieferer Schichten, der Ba-Punkt mehr durch solche höherer Schichten beeinflusst wird, ist nach dem Referenten entschieden auch heute noch diskutabel. Zunehmende Trübung macht sich nicht nur in der Höhenlage der neutralen Punkte an sich, sondern auch in ihrer spektralen Abhängigkeit bemerkbar. Während Jensen in normaler Zeit für den A-Punkt wachsende Abstände mit abnehmendem  $\lambda$  fand [siehe auch Busch, Dember und Uibe\*\*\*), Dorno], kehrte sich das Verhältnis zur Zeit schwerer Katmaitrübung um, was vermutlich jedenfalls zum Teil durch das veränderte Verhältnis zwischen der Farbe des Sonnen- und Himmelslichtes [siehe Dorno†)] erklärt werden kann††). Die Tatsache, daß A. Wegener†††) im Frühjahr 1913 in Grönland größere Punktabstände mittels der Photographie als bei visueller Methode fand, bereitet der Erklärung Schwierigkeiten, da es jedenfalls zum Teil den Anschein hatte, als ob dort zu jener Zeit eine starke allgemeine atmosphärische Trübung vorlag.

Auf besondere Untersuchungen, wie die Polarisation der Wolken (siehe vor allem Brewster, Busch, Chase und Dorno), Beeinflussung der sonstigen

\*) Journ. of the Franklin-Inst., April 1911.

\*\*) Jahrb. d. Hamb. wiss. Anst. 33, 3. Beiheft. Hamburg 1916.

\*\*\*) Leipz. Ber. 69, 149 u. f. (1917) und Ann. d. Phys. 56, 208 u. f. (1918).

†) Meteorol. Zeitschr. 1912, S. 584.

††) Jensen, siehe u. a. Meteorol. Zeitschr. 1913, S. 83.

†††) Sitzungsber. d. Ges. z. Beförd. d. ges. Naturw. z. Marburg, Nr. 3, v. 25. Febr. 1914.

Polarisationsphänomene durch Wolken, die Polarisation im Schattenraum (Soret), neutrale Punkte auf festem Terrain (Busch), Unterbrechungsstellen der Fransen des Savartschen Polariskops auf größeren Wasserflächen und Abhängigkeit ihrer Lage vom Azimut des anvisierten Punktes (Jensen), kann nur eben hingewiesen werden.

Folgende Punkte bedürfen aber noch besonderer Erörterung: Daß die Polarisationsgröße in hervorragendem Maße vom atmosphärischen Reinheitsgrad abhängt, hatten schon die systematischen Untersuchungen von Rubenson und später von Jensen zur Genüge gezeigt. Wie innig infolgedessen die Beziehungen zwischen  $P$  und der Intensität der Sonnenstrahlung ist, zeigten vor allem die Messungen von Kimball, Boutaric und Kalitin\*), was übrigens auch durch die durch das Entgegenkommen Geheimrat Hergesells mit Unterstützung des Preuß. Kultusministeriums vom Referenten im Jahre 1918 in Lindenberg ausgeführten Messungen bestätigt wurde. Allerdings gibt es wohl noch mindestens ebenso scharfe andere Methoden zur Bestimmung des atmosphärisch-optischen Reinheitsgrades wie die Verfolgung der Polarisationsphänomene, so vor allem die Feststellung der Art des Helligkeitsabfalls von der Sonne zum benachbarten Himmel; jedoch scheint erstere besonders geeignet zu sein zur Feststellung der Höhenlage und somit der Herkunft der trübenden Schicht. Wohl zu beachten ist allerdings, daß nach Dorno\*\*) bei  $P$  infolge des Wechselspiels vermehrter Diffusion und Absorption vor allem in der Nähe des Punktes maximaler Polarisation Kombinationen von Effekten eintreten können, welche trotz offensichtlich gestörter Verhältnisse normale vortäuschen können (gleiche Schwächung der zwei Komponenten). Sehr zu bedenken ist auch, daß man keineswegs allgemein von einer Schwächung des  $P$  infolge von Trübungen sprechen darf, sondern daß es hier auf die Lage der anvisierten Himmelsstelle ankommt. Nach Dorno verlieren die normalerweise stark polarisierten Stellen absolut und prozentual um so mehr, je näher man dem Punkte in  $90^\circ$   $\odot$ -Abstand kommt, wogegen die schwach polarisierten Stellen in  $\odot$ -Nähe wohl nur bei sehr niedrigen  $\odot$ -Höhen verlieren und bei mittleren und großen sogar gewinnen. Daß auch durch rein meteorologische Verhältnisse bedingte Schwankungen des atmosphärisch-optischen Reinheitsgrades das  $P$  stark genug beeinflussen können, zeigt unter anderem der stark ausgeprägte Tages- und Jahresgang des Phänomens (siehe Jensen und Dorno).

Auch bei der Abhängigkeit der maximalen Polarisationsgröße von der  $\odot$ -Höhe tritt zweifelsohne mehr oder weniger der Einfluß der atmosphärischen Transparenz zutage. Soweit nämlich hier — bei Behandlung der Theorie kommen wir auf diesen Punkt zurück — eine Abnahme von  $P$  mit steigender Sonne zu verzeichnen ist, spielt sicherlich der Einfluß der tieferen, verhältnismäßig viele größere Teilchen enthaltenden Schichten bei Annäherung des Visierpunktes an den Horizont eine nicht zu vernachlässigende Rolle. Die Ent-

\*) Meteorol. Zeitschr. 1924, S. 9 u. f.

\*\*) l. c. 1919, S. 173—174.

scheidung darüber, ob, wie Tichanowsky\*) annehmen möchte, hier auch die Ungleichheit des Prozentgehalts an verschiedenen Gasen in verschiedenen Höhenschichten (Zunahme von N und H auf Kosten von O) von ausschlaggebender Wirkung (siehe das Struttphänomen) ist, muß künftigen Untersuchungen vorbehalten bleiben. Zweifelsohne kommt die Abnahme der Lufttransparenz bei steigender Sonne infolge des Tagesganges stark in Frage, und weiter wohl auch die Verstärkung des von der Erdoberfläche reflektierten Lichtes bei Zunahme der  $\odot$ -Höhe (Connel, Kimball, Soret, siehe auch Zantedeschi). Was die Abhängigkeit der Größe der Zenitpolarisation von der  $\odot$ -Höhe betrifft, so ist offenbar der ausschlaggebende Faktor bis  $\odot$ -Untergang im Wechsel des Winkelabstandes zwischen  $\odot$  und Zenit zu erblicken. Jensen konnte aber zeigen, daß mit  $\odot$ -Untergang ein besonderer Faktor in Wirksamkeit tritt, derart, daß das Polarisationsmaximum erst bei der  $\odot$ -Depression von einigen Graden zu verzeichnen ist (möglicherweise natürlich ein noch größeres  $P$  bei einem dem Horizont um die entsprechende Gradzahl genäherten Punkte). Dies Ergebnis wurde im wesentlichen von Dorno, Gockel und Tichanowsky bestätigt. Eine besonders auffällige Vergrößerung der Zenitpolarisation war übrigens bei anormalen Verhältnissen schon 1885 von Pickering konstatiert worden. Man hat in verschiedener Weise versucht (Jensen, Kimball, Pickering, siehe auch Gockel), diese Phänomene zu erklären; neuerdings wandte Tichanowsky denselben seine Aufmerksamkeit zu und versuchte sie im Zusammenhang mit dem von ihm gefundenen beweglichen Polarisationsmaximum (nach  $\odot$ -Untergang) zu erklären, dessen Lage je nach der Größe bei der  $\odot$ -Höhe von  $0^\circ$  vorhandenen  $P$  wechselte. Von einer endgültigen Lösung des Problems darf man noch nicht sprechen; sicher aber scheint zu sein, daß die Phänomene wesentlich durch den Wechsel der Beleuchtungsverhältnisse der höheren und der niederen Luftschichten nach  $\odot$ -Untergang bedingt sind. Hinsichtlich der spektralen Abhängigkeit des  $P$  ist auf die entsprechenden Untersuchungen künstlicher trüber Medien hinzuweisen, so auf die von Pernter und namentlich auf die neueren von v. Hauer und von Pokrowsky, nicht am wenigsten schließlich auf die verschiedene Partikelgrößen, Brechungsindizes und Wellenlängen berücksichtigenden Blumerschen Rechnungen\*\*). Bei alleiniger Berücksichtigung der primären Diffusion und Vernachlässigung der Absorption hätte man für ideale trübe Medien im Sinne Lord Rayleighs für die nämliche Visierichtung gleiches  $P$  für alle Farben zu erwarten. Bei der Atmosphäre ist aber, abgesehen von den mit den gewaltigen Dimensionen des Luftraumes zusammenhängenden Modifikationen des eingestrahnten Lichtes, zu berücksichtigen, daß außer den Luftmolekeln (die auch nicht als kugelförmig zu betrachten sind) auch größere und sehr große Partikel vorkommen.

\*) Meteorol. Zeitschr. 1924, S. 252 u. f.

\*\*) v. Hauer: Ann. d. Phys. 57, 145 u. f. (1918); Pokrowsky: Zeitschr. f. Phys. 34, 35, 36 u. 37 (1925 u. 1926); H. Blumer: ebenda 32 (1925), 38 u. 39 (1926) und Jahrb. d. phil. Fak. II d. Universität Bern 6, 90 (1926).



Für die dauernde Kontrolle des atmosphärischen Reinheitsgrades wurden zuerst von Busch in großzügiger Weise Bestimmungen der Abstände des A- und des Ba-Punktes durchgeführt. Unveröffentlichte Untersuchungen Jensens machen es mehr als wahrscheinlich, daß die Empfindlichkeit der Methode hinsichtlich des zeitlichen Wechsels des atmosphärischen Reinheitsgrades um so größer wird, je mehr man von der  $\odot$ -Höhe  $= 0^\circ$  nach positiven  $\odot$ -Höhen geht (zunächst bis  $+ 5.5^\circ$  untersucht). Die Beobachtung bei  $\odot$  in unmittelbarer Horizontnähe scheint ungünstig zu sein, und möglicherweise hängt es damit zusammen, daß die seinerzeit von Busch gefundene Beziehung zwischen der Fleckenperiode und den Punktabständen sich neuerdings nicht mehr nachweisen ließ [siehe auch Platania \*]). Daß allerdings die zuerst von Busch vermutete nahe Beziehung dieses Phänomens zur Sonnentätigkeit tatsächlich existiert, wurde auch wahrscheinlich gemacht durch Untersuchungen Jensens (harmonische Analyse), welche auf die Existenz einer jährlichen Doppelperiode der Punktabstände ähnlich derjenigen der Polarlichthäufigkeit hindeuteten.

Auch für die oben erwähnten „Neutrallinien“ ist deutlich die Abhängigkeit vom atmosphärischen Trübungsgrad zu ersehen. Den neutralen Punkten gegenüber bieten sie den Vorteil, auch bei höherem  $\odot$ -Stand verfolgt werden zu können. Nach Mentzel kommt auch die Luftdruckverteilung in der Gestalt der Kurven zum Ausdruck. Beachtenswert ist die große Empfindlichkeit der Methode infolge der starken Gestaltsveränderungen größerer Flächen. Ungünstig fällt aber die starke Abhängigkeit von der Beschaffenheit des Horizonts, also auch von den topographischen Verhältnissen des Beobachtungsorts ins Gewicht.

Die Rayleighsche Theorie konnte nur die blaue Himmelsfarbe und das Vorhandensein der atmosphärischen Polarisation an sich erklären, nicht aber das Fehlen vollständiger Polarisation und die Existenz der neutralen Punkte. Allerdings ließ sich nun wohl ohne weiteres — ganz abgesehen von dem verhältnismäßig geringen gegenseitigen Abstand der Luftmolekeln in tieferen Schichten — übersehen, daß die gröberen Fremdkörper (nicht mehr klein gegen  $\lambda$ ) das  $P$  herabdrücken müssen. Soret zeigte dann nicht nur, daß das  $P$  auch infolge der sekundären Diffusion nirgendwo vollständig werden kann, sondern auch, daß die negative Polarisation in der Nähe von  $\odot$  und Gegen Sonne und damit auch die neutralen Punkte durch die sekundäre Diffusion in Verbindung mit der größeren Teilchendichte nach der Erdoberfläche zu erklärt werden können. Auch die erwähnten Abweichungen der Polarisationsebene nach Becquerel ließen sich so verstehen. Hurion erweiterte die Theorie durch Betrachtung beliebig gerichteter Strahlen, so daß er auch einen Schluß auf die Lage der neutralen Punkte ziehen konnte. Die Konsequenzen der Theorie ließen sich experimentell nachprüfen und ergaben eine durchaus befriedigende Übereinstimmung mit den bisherigen Beobachtungen. Ein wichtiges Ergebnis der Soretischen Theorie bestand darin, daß der Abstand der neutralen Punkte mit dem Verhältnis der Helligkeit im

\*) Jensen: l. c. 1919 und die Himmelswelt 1925, S. 173 u. f.



Zenit und Horizont variieren müsse. Aus diesen Erwägungen heraus versuchte Busch mit vielfach sehr befriedigendem Erfolg, indem er der Frage nachging, was für Faktoren bei gleicher  $\odot$ -Höhe eine Änderung dieses Verhältnisses bewirken könnten, nicht nur den täglichen Gang der Punktabstände in Abhängigkeit von der  $\odot$ -Höhe, sondern auch die Beziehung zur Fleckenperiode (zur Zeit des Maximums größere Zahl trübender Teilchen im Sinne von Arrhenius — heute hätte man jedenfalls auch mit der Wirkung ultravioletter und korpuskularer Strahlen zu rechnen) und die Erscheinungen nach starken Vulkanausbrüchen zu verstehen. Ahlgrimm\*) ging, fußend auf der Soret-Hurionschen Theorie, noch einen Schritt weiter wie die französischen Forscher und berechnete die Polarisationsverhältnisse für beliebig gerichtete Strahlen und beliebigen  $\odot$ -Stand, allerdings unter der einschränkenden Bedingung, daß sich die Berechnung nur auf die untersten Luftschichten bezieht, während in Wirklichkeit anzunehmen sein dürfte (siehe auch diesbezügliche direkte Messungen Dornos), daß sich die Atmosphäre auch in größeren Entfernungen vom Beobachter an der Polarisation beteiligt. Weitere bedenkliche Einschränkungen sind in der Vernachlässigung der Extinktion und der atmosphärischen Schichtung zu erblicken, und nach Dorno müßten auch größere Fehler dadurch entstehen, daß außer der primären nur die sekundäre Diffusion berücksichtigt wird. Um so überraschender ist die vielfach frappante, zum kleineren Teile [siehe Dorno über die Buschsche Lemniskate\*\*)] allerdings nur vorgetäuschte Übereinstimmung der berechneten Werte mit den Beobachtungen, indem z. B. bei den nur kurz erwähnten Umkehrzonen auf dem Wasser ein bis dahin unbekanntes Teilphänomen (Kurvenstück) vorausgesagt wurde. Tichanowsky\*\*\*) machte vor allem auf die glänzende Übereinstimmung zwischen dem errechneten und dem beobachteten Gange der Zenitpolarisation in Abhängigkeit von der  $\odot$ -Höhe aufmerksam. Aus Beobachtungen bei verschiedenem Trübungsgrad schließt er, daß die Unstimmigkeit zwischen der theoretisch erschlossenen Abhängigkeit der Maximalpolarisation und der Wirklichkeit bei genügendem atmosphärischen Reinheitsgrad verschwindet. Eine noch größere Übereinstimmung mit den wahren Verhältnissen hätte nach ihm die Ahlgrimmsche Theorie bei Berücksichtigung der Anisotropie der Molekel erzielt. Schwerwiegender erscheint vielleicht sein Einwand, daß Ahlgrimm bei der primären Diffusion die großen Partikeln vernachlässigte. Er selber stellte, von der verallgemeinerten Cabannesschen Theorie ausgehend, unter Berücksichtigung primärer und sekundärer Diffusion eine Theorie der Himmelpolarisation auf†) und führte für die  $\odot$ -Höhe =  $0^{\circ}$  (Fortfall des von der Erdoberfläche reflektierten Lichtes) einen Vergleich mit seinen Beobachtungen über die Dispersion der Polarisationsgröße aus. Die gute Übereinstimmung bestärkte ihn in der früheren Auffassung,

\*) Kieler Diss. und Jahrb. d. Hamb. wiss. Anst. **32**, 3. Beiheft. Hamburg 1915.

\*\*) l. c. 1919, S. 260 u. f.

\*\*\*) Meteorol. Zeitschr. 1926, S. 362.

†) Phys. Zeitschr. 1927, S. 252 u. f.

wonach die Dispersion von  $P$  bei der reinsten Atmosphäre wesentlich der sekundären Diffusion zu verdanken ist. Hier ist aber Vorsicht am Platze, wenn man einmal die vorher erwähnte Unstimmigkeit zwischen seinen und den von Dorno bei reinstem Hochgebirgshimmel gemachten (wenn auch wohl nicht besonders zahlreichen) Beobachtungen bedenkt. Dabei ist, ganz abgesehen von der von Tichanowsky selber (Meteorol. Zeitschr. 1926, S. 289) zugegebenen groben Reduktion der  $P$ -Werte auf einen bestimmten Augenblick zu beachten, daß er selber die Möglichkeit zugibt, daß das Maximum von  $P$  bei stärkerer Abnahme der Luftreinheit (Kondensationsprodukte des Wasserdampfes) „wieder“ ins Rot rückt. Im Gegensatz zu Tichanowsky leugnet M. Schirmann\*) im Hinblick auf die „optisch unendlich verdünnten atmosphärischen Suspensionen“ die Bedeutung der sekundären Diffusion für die Polarisationsverhältnisse und glaubt auf Grund eigener theoretischer Untersuchungen, daß die verschiedenen Phänomene (auch die neutralen Punkte) nur durch die Materialkonstanten der trübenden Teilchen bedingt sind. Es sind aber die gewaltigen räumlichen Ausmaße der Atmosphäre zu bedenken. Auch macht Exner\*\*) — der bei der nämlichen Gelegenheit auf die mögliche quantitative Bedeutung der Reflexion an größeren Teilchen in derselben bzw. an der Erdoberfläche aufmerksam macht — mit Grund dagegen geltend, daß mit der neuen Theorie nichts anzufangen sei, solange man nichts Genaueres über die Natur der verschiedenen trübenden Teilchen wisse.

Bei Ableitung seines Depolarisationsfaktors glaubt auch Milch\*\*\*), ausgehend von der Annahme, daß die sekundäre Diffusion nach dem Rayleighschen Gesetz das Intensitätsmaximum in das kurzwellige unsichtbare Gebiet verschiebe, dieser entraten zu können. Die starken und schwer übersehbaren Extinktionseffekte (siehe Dorno) scheint er allerdings außer acht gelassen zu haben. Wohl ist die Übereinstimmung zwischen dem Gange des (allerdings die selektive Absorption nicht berücksichtigenden) Depolarisationsfaktors und des Linkeschen Trübungsfaktors vielfach beachtenswert; auch machten Milchs spätere Untersuchungen es wahrscheinlich, daß die sekundäre Zerstreuung um so mehr an der Himmelselligkeit beteiligt ist, je größer der (wesentlich durch größere Teilchen bedingte) Trübungsfaktor ist†). Alles in allem genommen dürften aber die Erklärungsversuche einer Reihe von Polarisationsphänomenen (bei heiterem Himmel) ohne Berücksichtigung der sekundären Diffusion heute auf unüberwindliche Schwierigkeiten stoßen. Dabei sei unter anderem an den erwähnten Gang der Zenitpolarisation nach  $\odot$ -Untergang und an die Maxima und Minima im Gange der neutralen Punkte in Abhängigkeit von der  $\odot$ -Höhe erinnert. Auch die spektrale Abhängigkeit des A-Abstandes in normalen Zeiten, die in erster Annäherung eine befriedigende Erklärung finden dürfte, wenn man die negative

---

\*) Meteorol. Zeitschr. 1920, S. 12 u. f.

\*\*) Meteorol. Optik 1922, S. 708 u. f. Wien und Leipzig.

\*\*\*) Zeitschr. f. Geophys., Jahrg. 1, S. 109 u. f.

†) Ebenda, S. 159 u. f.

Komponente ( $i$ ) wesentlich durch die sekundäre (bzw. auch mehrfache) Diffusion des verhältnismäßig kurzwelligen Himmelslichtes zustande kommend denkt, sowie die Umkehr dieses Verhältnisses zur Zeit starker Trübungen dürften bei alleiniger Berücksichtigung primärer Diffusion schwer genug erklärbar sein. Daran, daß bei dem aus der Anvisierung beleuchteter Objekte abgeleiteten, scheinbar mit Entfernung des Ziels wachsenden atmosphärischen Transparenzkoeffizienten die sekundäre Diffusion ausschlaggebend ist, zweifelte bisher wohl niemand \*). Vor allem scheint aber das gewaltige Dornosche Material eine beredte Sprache für die große Bedeutung des Himmelslichtes (im Gegensatz zum primär diffundierten Sonnenlicht) für die in der Polarisationssebene schwingende, besonders starken Extinktionswirkungen unterliegende Komponente  $i$  und somit für die Bedeutung der sekundären Diffusion für die Verteilung von Helligkeit und Polarisation über den Himmel zu sprechen.

Von größter Bedeutung für die atmosphärische Polarisationsforschung wäre eine erneute Durchführung des großzügigen Dornoschen Programms mittels der großenteils von ihm selber weiter vervollkommenen Meßmethoden an einem Ort, der nicht nur durch die klimatischen Verhältnisse ebenso geeignet für Strahlungsmessungen ist wie Davos, sondern auch völlig freien Horizont hat. Die von Dorno angegebenen Richtlinien für zukünftige Messungen \*\*) verweisen auf besonders beachtenswerte Punkte.

Will man sich nur der Lösung einzelner Teilfragen widmen, so sei hier wegen der offensichtlichen Bedeutung für das Problem der Ursache der wichtigsten Polarisationserscheinungen einer besonders gründlichen systematischen Verfolgung der Polarisationsgröße in verschiedenen Farben sowie auch der spektralen Abhängigkeit der Abstände der neutralen Punkte (vor allem des am leichtesten zu verfolgenden A-Punktes) bei verschiedenem — etwa mittels des aktinometrisch zu gewinnenden Trübungsfaktors feststellbarem — atmosphärischen Reinheitsgrad das Wort geredet. Wegen der oft starken und raschen Schwankungen der Beobachtungsbedingungen (z. B. Wolken) wäre hier besonders hinsichtlich des  $P$  die gleichzeitige Beteiligung mehrerer, mit je einem Polariometer (Webersches, zwecks Ermöglichung getrennter Erfassung der zwei Komponenten) versehener Beobachter dringend erwünscht.

Weiter käme die von Wendt \*\*\*) und von Wigand †) begonnene Beobachtung der neutralen Punkte in größeren Höhen der freien Atmosphäre in Frage.

Die Ergründung der Ursache des nur kurz angedeuteten Herausfallens der neutralen Punkte aus dem  $\odot$ -Vertikal und der damit zusammenhängenden Asymmetrien der „Neutrallinien“ erfordert unbedingt Messungen bei völlig freiem Horizont mit durchaus gleichartigem Terrain nach allen Seiten.

---

\*) Exner: l. c. S. 732 u. f.

\*\*) l. c. 1919, S. 263 u. f.

\*\*\*) Gelegentlich des Vorübergangs des Halleyschen Kometen (unveröffentlicht).

†) Phys. Zeitschr., Jahrg. 18, S. 237 u. f. (1917)



Zur dauernden Überwachung des atmosphärischen Reinheitsgrades in Abhängigkeit von tellurischen und kosmischen Vorgängen eignet sich nach wie vor am besten die Bestimmung der Lage der neutralen Punkte mittels des mit Savartschem Polariskop versehenen Pendelquadranten\*). Die bequeme Handhabung und der verhältnismäßig billige Preis des Apparats ermöglicht am ehesten die Teilnahme einer größeren Zahl von über die Erde zerstreuten Beobachtern an diesen für die ganze kosmische Physik äußerst wichtigen Messungen. Auch hat die Methode, wie es scheint, gegenüber den polarimetrischen Bestimmungen den großen Vorteil, daß nicht so leicht normale Verhältnisse bei offensichtlich vorhandener Trübung vorgetäuscht werden\*\*). Die spektrale Abhängigkeit der Punktabstände erfordert natürlich, abgesehen von der Auswahl geeignet gefärbter Turmaline (bzw. Filter), die Berücksichtigung der Farbe der anvisierten Himmelsstelle (Dämmerung usw.) bei Diskussion der Beobachtungen. Wo man nicht in der Lage zu gelegentlichen Kontrollen durch aktinometrische Bestimmungen oder dergleichen ist, können schon rein visuelle Beobachtungen der Dämmerungsphänomene von großem Vorteil sein.

## Die seismischen Verhältnisse des offenen Atlantischen Ozeans.

Von E. Tams.

Es wird auf den unterschiedlichen seismischen Charakter der atlantischen Schwelle gegenüber den sie begleitenden Tiefseegebieten hingewiesen und dargetan, daß die Seismizität der ganzen nördlichen Hälfte der Schwelle doch erheblich intensiver ist, als bisher angenommen wurde. Auch wird auf die beiden Schüttergebiete im Becken westlich von Gibraltar bzw. in der Region der Süd-Sandwich-Inseln aufmerksam gemacht. Am Schluß finden sich einige seismogenetische Bemerkungen.

Eine Durchmusterung des mikroseismischen Materials des neunzehnjährigen Zeitraums von 1908 bis 1926 lieferte in 84 Fällen hinreichende seismometrische Daten atlantischer Beben, um deren Epizentren nach der stereographischen Methode mit einer durchschnittlichen Genauigkeit von etwa  $1\frac{1}{2}$  bis 1 Äquatorgrad festlegen zu können. Dabei waren indessen die Gebiete des europäischen Nordmeeres sowie des europäisch-afrikanischen und des amerikanischen Mittelmeeres ausgeschlossen geblieben, da sie einerseits gegenüber dem eigentlichen Atlantik wesentlich anders geartete geotektonische Einheiten für sich darstellen und andererseits ganz oder zum Teil bereits eine neuere, speziell regionale Untersuchung ihrer Seismizität erfahren haben. Auch den offenen Atlantik unterzog zuletzt A. Sieberg<sup>3)</sup> einer sehr beachtenswerten seismischen Betrachtung.

\*) Neuerdings zu beziehen durch Herrn Institutsmechaniker Schumann vom Physikal. Univers.-Inst. in Hamburg.

\*\*) Siehe auch Dorno: Mitteil. d. Vereinig. v. Freunden d. Astron. u. kosm. Phys. 1919, S. 71—86.



tung, wobei jedoch erst einige und noch weniger gesicherte Ergebnisse instrumenteller Beobachtungen verwertet werden konnten.

Die von uns ab 1908 ermittelten Epizentren zeigen sich in ihrer großen Mehrheit eng an die atlantische Schwelle gebunden, und zwar in erster Linie an deren nördlichen Teil vom Reykjanes-Rücken bis zur Insel Ascension. Dieser nördliche Teil hebt sich so seismisch in seiner ganzen Erstreckung in besonderem Maße von den ihn auf beiden Seiten begleitenden Tiefseebecken ab, aus deren Bereichen auf Grund von Fernregistrierungen keine Beben nachgewiesen werden konnten. Bisher galten — schon nach E. Rudolph<sup>2)</sup> — von der Schwelle nur das äquatoriale Mittelstück und die Region der Azoren als seismisch rege, während aus dem Gebiet zwischen St. Paul und den Azoren nur sporadisch einige Beben bekannt waren und das Gebiet nördlich der Azoren bis etwa 60° N zur Hauptsache als bebenfrei angesprochen wurde.

Die südatlantische Schwelle südlich von Ascension erweist sich als erheblich stabiler, unterscheidet sich aber trotzdem auch seismisch noch schwach von den beiderseitigen Tiefseegebieten. Je ein dem brasilianischen Becken bzw. der Zone vor der Küste von Benguela und derjenigen südlich von Kap Agulhas angehörendes Beben war nicht bedeutend. Es ist ferner beachtenswert, daß auf den im Südatlantik von der zentralen Schwelle abzweigenden Querrücken, nämlich dem Rio-Grande-Rücken und dem Walfisch-Rücken sowie dem nach den vorläufigen Ergebnissen der Meteor-Expedition wahrscheinlich vorhandenen Guinea-Rücken und der ebenfalls vermuteten Kap-Schwelle, nach dem vorliegenden Material keine Epizentren ermittelt werden konnten.

Was die Stärke der Erschütterungen betrifft, so wurden z. B. von Beben der nordatlantischen Schwelle und dem äquatorialen Mittelstück in De Bilt bzw. Hamburg wiederholt Amplituden von etwa 100  $\mu$  und vereinzelt über 200  $\mu$  bis hinauf zu 340  $\mu$  registriert, was trotz des für diese beiden Stationen in Betracht kommenden verhältnismäßig hohen Untergrundfaktors bei Berücksichtigung der zugehörigen Epizentraldistanzen zu Intensitäten im pleistosen Gebiet führt, mit denen starke Zerstörungen verbunden gewesen wären, wenn die Beben in kultiviertem Landgebiet stattgefunden hätten. Bezeichnenderweise fehlen aber doch auf der ganzen atlantischen Schwelle die ganz schweren Beben von der Art der katastrophalen zentralasiatischen und japanischen usw. wie auch derjenigen von Island und dem europäischen Nordmeer<sup>5)</sup> mit maximalen Bodenschwingungen von 1000 und 2000  $\mu$  Amplitude und wohl noch darüber in Mitteleuropa, so daß also auch bezüglich dieser zentralen Schwelle trotz bisher stattgehabter erheblicher Unterschätzung ihrer seismischen Regsamkeit — ihre Beben wurden durchweg für Lokalbeben gehalten — die Unterscheidung zwischen atlantischer und pazifisch-mediterraner Seismizität aufrecht erhalten werden muß.

Außerhalb des Mittelrückens kommen im eigentlichen Atlantik als beachtenswerte habituelle Schüttergebiete nur noch das Einbruchbecken westlich der Straße von Gibraltar und, wie hier zuerst gezeigt werden

konnte, die Region der Süd-Sandwich-Inseln hinzu, von denen das erste, zugleich als Ursprungsgebiet des großen Lissaboner Erdbebens vom 1. November 1755, als Ausläufer des mediterranen Bebenürtels aufzufassen sein dürfte, während das zweite in Verbindung mit den wichtigen Entdeckungen der Meteor-Expedition (Süd-Sandwich-Tiefe und unterseeische Schwelle bis nach Süd-Georgien) den pazifischen Charakter des sogenannten Süd-Antillen-Bogens weiter vervollständigt. Die seismische Zone der atlantischen Schwelle erscheint von diesen beiden Schüttergebieten wie auch namentlich von der Zone pazifischer Seismizität der Nord-Antillen deutlich abgehoben. Nur im Norden wird durch die Beben des Reykjanes-Rückens eine unmittelbare Verbindung mit dem erschütterungsreichen isländischen Bezirk und darüber hinaus mit der Region des europäischen Nordmeeres hergestellt.

Der seismische Befund auf der atlantischen Schwelle deutet — im ganzen genommen — nicht darauf hin, daß hier wie in jungem Gebirgsland eine besonders intensive Schollenbeweglichkeit orogenetischer Art vorhanden ist; ihre seismische Mobilität trägt vielmehr epirogenetischen Charakter. Sofern die ausgedehnten Tiefseegebiete im offenen Atlantik noch eine jugendliche Vertiefung erfahren haben und auch jetzt noch mehr einsinken sollten, wird weiter in Übereinstimmung mit den allgemeineren Anschauungen von H. Stille<sup>4)</sup> sowie mit der bezüglich des Atlantik auch von A. Sieberg<sup>3)</sup> vertretenen Ansicht die Bruchlosigkeit dieses Vorganges betont.

Es muß schließlich nach Meinung des Verfassers als sehr gewagt hingestellt werden, auf Grund der erörterten seismischen Verhältnisse den Gegensatz zwischen Schwelle und Tiefseebecken andererseits im Sinne der bekannten Wegenerschen Vorstellung näher dahin bezeichnen zu wollen, daß nur die Schwelle aus sialischen Material bestehe, in der Tiefsee aber simatischer Boden zutage trete. Die von B. Gutenberg<sup>1)</sup> wieder mehr gestützte ältere Anschauung, daß hier auch die Tiefsee noch auf Sial ruht, bereitet der Erklärung der Bebenverteilung im Atlantik, wie die diesbezüglichen Verhältnisse auf den großen, einheitlich sialischen Kontinentalschollen lehren, keinerlei grundsätzliche Schwierigkeiten. (Siehe die eingehendere Darstellung des Verfassers mit Karte, ausführlicheren Literaturangaben und Nachweis der einzelnen Beben in Gerlands Beiträgen zur Geophysik, Bd. XVIII, Heft 3, 1928.)

#### Literatur.

1) B. Gutenberg: Lehrb. d. Geophys. 1926, § 174 u. 279.

2) E. Rudolph: Über submarine Erdbeben und Eruptionen. Beitr. z. Geophys., Bd. I, 1887 u. Bd. II, 1895.

3) A. Sieberg: Die Verbreitung der Erdbeben usw. Veröffentl. d. Hauptstat. f. Erdbebenf. in Jena, Heft 1, 1922.

4) H. Stille: Grundfragen der vergleichenden Tektonik. Berlin 1924.

5) E. Tams: Die seismischen Verhältnisse des europäischen Nordmeeres und seiner Umrandung. Mitteil. d. Geogr. Gesellsch. z. Hamburg, Bd. XXXIII, 1921 und Centralbl. f. Min. usw. 1922.

Hamburg, Hauptstation für Erdbebenforschung.

## Die Entwicklung des Wellenbegriffes.

Von **Karl Uller** (Gießen).

Es handelt sich nicht um ein historisches Referat, sondern um einen Nachweis, daß es eine Reihe von Wellenerscheinungen gibt, deren theoretische Behandlung mit Unzulänglichkeiten oder Fehlern behaftet ist, woran zu erkennen ist, daß der Begriff: Welle, im allgemeinen und strengen, erst noch gefunden werden muß, daß es also ein Wellenproblem gibt. Verfasser zeigt, daß es Ausbreitungsformen höherer Art gibt mit zwei wandernden Größen in der Welle. Sichtbar sind sie in den Oberflächen an Flüssigkeiten: ihre bisherige Deutung als Interferenz zweier Wellen mit etwas verschiedener Frequenz ist nicht haltbar und dementsprechend auch nicht der Begriff der Gruppengeschwindigkeit. Allgemein sind es die geführten Wellen, die in dieser Form auftreten können. Aktuell ist die Frage in der Bebenkunde. Aus den Beobachtungen ein und derselben Oberflächenwelle an verschiedenen Warten ermittelt sie einen Abfall der Wellenintensität, den man als Absorption der Wellenenergie seitens der Erdrinde deutet. Das ist nachweislich voreilig und inkonsequent. Der genannte Abfall liegt in Wahrheit im Wesen dieser geführten Wellen. Auch die Abhängigkeit der Geschwindigkeit von der Wellenlänge ist die Regel. Es liegt kein Grund vor, aus der beobachteten Dispersion auf eine kristallinische Struktur der Erdrinde zu schließen.

---

## Welleninduktion.

Von **Karl Uller** (Gießen).

Die theoretische Behandlung des Welleneinfalles gegen einen anderen Körper liegt bisher nur vor für Wellen, deren Bau der denkbar einfachste ist. Wenn man aber die in dem vorangehenden Vortrag besprochenen nicht-einfachen Wellen voraussetzt, stößt man auf die allgemeinsten Einfallformeln. An diesen ist merkwürdig, daß sie im mathematischen Sinne in einem Sonderfalle versagen, was im bisher behandelten Unterfalle der einfachen Wellen nicht auftritt; es versagt eben dann der Ansatz einer einfallenden Welle nebst zurückgeworfenen und gebrochenen Wellen. Physikalisch geschieht aber auch dann etwas, denn eine bestimmte Welle mit bestimmter Energie läuft ja an. Dann liegt also sicher etwas Neues vor, ein Sondereinfall, der uns nötigt, für ihn das Einfallproblem von einem neuen Gesichtspunkt aus von neuem aufzunehmen. Es kann nun gezeigt werden, daß dann die einfallende Welle in eine geführte Welle übergeleitet wird. Darunter versteht der Verfasser Wellen, die an der Oberfläche



eines Körpers oder beiderseits der Trennflächen zweier oder mehrerer Körper — geführt von ihnen — entlang laufen. Sie sind keine einfachen Wellen. Die Erzeugung dieser geführten Wellen nennt Verfasser: Welleninduktion. Er zeigt ihre mathematische Bedingung für elastische Oberflächenwellen auf, wie das bereits früher für elektrische Wellen von ihm geschehen ist. Welleninduktion ist übrigens als eine natur-umspannende, notwendig auftretende Wellenerscheinung erkannt: es ist die Erzeugung von irgendwelchen geführten Wellen auf irgend eine Weise in irgendwelchen Mitteln. Ja, dies Urphänomen hat sogar, wie man nachweisen kann, außerphysikalischen Charakter. Wer nur Feldgleichungen und Grenzbedingungen kennt, dem bleibt die Induktion verborgen. Und wenn man ihn darauf stößt, bleibt ihm der Vorgang unerklärlich. Man muß dreierlei erkannt haben: 1. daß es nicht-einfache Wellen gibt, d. h. Ausbreitungsformen höherer Art mit zwei oder mehr wandernden Größen; 2. daß es geführte Wellen gibt, im Gegensatz zu den frei sich ausbreitenden, und 3. daß es in geführten Wellen eine mehrdeutige Existenzbedingung gibt, der mehrfache Formen der geführten Wellen entsprechen.

## Das Klima der Tertiärzeit.

Von Hermann v. Ihering.

Die Temperatur Europas hat vom Mitteloligozän an eine Verschlechterung erfahren, im Beginn des Miozänes eine neue Erhöhung. In Patagonien reichte die Mangroveformation noch im unteren Pleistozän bis zum Rio Negro. Der Einbruch der Landbrücke zum Grahamsland gab dann dem kalten Humboldtstrom Einlaß, und drängte die Mangrove um 12 Breitengrade gen Norden zurück. Patagonien hat stets den jetzt eingenommenen Platz behauptet. Wegeners gegenteilige Darstellung der Verschiebung des südamerikanischen Kontinents in der Tertiärzeit und von Polwanderungen, denenzufolge im Quartär in Patagonien zur Zeit, da dort die Eiszeit herrschte, größte Wärme existiert haben soll, steht mit allen geographisch und zoogeographisch festgestellten Tatsachen in Widerspruch.

Unser Thema gehört zu den Fragen, an deren Lösung sich ebensowohl die Geophysiker als die Biologen beteiligen. Meinerseits möchte ich hier mich nur mit solchen Spezialfragen befassen, in bezug auf welche ich durch eigene Arbeit zu selbständigem Urteil fähig bin. Im vorigen Jahre habe ich gleichzeitig zwei Arbeiten zum Abschluß gebracht über die Zähne von fossilen Haiischen, von welchen eine dem Miozän von Argentinien, die andere gleichalterigen Ablagerungen von Schwaben gewidmet ist. Allgemein gesprochen können wir in Amerika wie in Europa für die Zeit von der Kreide bis zur Gegenwart drei verschiedene Faunen unterscheiden, die ältere mit Arten von *Corax*, *Scapanorhynchus* usw. gehört der obersten Kreide und dem ältesten Tertiär, dem Paleozän an, die zweite lebte im älteren, die dritte im jüngeren Tertiär. Es ergab sich nun für mich das merkwürdige Resultat, daß von neun



Arten von Haiischen der Entreriosschichten von Argentinien sieben sich auch in der schwäbischen Molasse fanden. Diese Arten, wie *Carcharodon megalodon*, *Oxyrhina hastalis* u. a. treten hier zum ersten Male in Europa auf, sind aber in Nordamerika schon im Eozän angetroffen worden. Das Auftreten der Amerikaner in der Molasse kann nur im Zusammenhang stehen mit einer Wanderung an der Westküste der Archhelenis, des Zwischenkontinents zwischen Brasilien und Afrika, und diese Wanderung weist auf freies Meer hin. Eine andere Erfahrung meiner Beobachtungen zeigt uns, daß mehrere Familien, Haiische wie *Scylliidae*, *Scymnorhinidae* und *Squalidae*, welche im unteren Eozän von Europa gut vertreten waren, im oberen Eozän und im Oligozän in Europa nicht gelebt haben, dann aber miozän wieder in der Molasse aufgetreten sind. Auch *Lamna crassidens*, eine Charakterform des europäischen Eozäns, teilt das Schicksal der eben genannten Familien. Auffallend ist der Mangel faunistischen Austausches zwischen Nordamerika und Europa während des Alttertiärs. Auch *Notidanus primigenius*, eine der Charakterformen des europäischen Meeres, ist trotz günstiger topographischer Bedingungen nie bis Nordamerika gewandert, wohl aber durch das Tethysmeer bis nach Australien. Ich folgere hieraus, daß das tropische Klima des unteren eozänen Meeres eine starke Temperaturverringerung erlitten hat, und daß dann erst im Miozän die Meerestemperatur wieder stark angewachsen war. Das geht auch aus ostindischen Zuwanderern nach Schwaben, wie *Pristiophorus*, hervor.

Fragen wir nun, welche Ansichten bisher über das Tertiärklima in Europa bestanden haben, so sind es nur die Botaniker gewesen, welche auf Grund von fossilen Pflanzen zu positiven Schlußfolgerungen gekommen sind. Danach würde die Temperatur im Paleozän 20°, im Eozän 22°, im unteren Miozän 19°, im Pliozän 14° bis 17° C betragen haben. Diese Ergebnisse hat neuerdings der Geologe A. Harrassowitz in seinem Buche über Laterit für unrichtig erklärt. Seinen Darstellungen nach erforderte die Bildung der von ihm untersuchten Laterite eine höhere Temperatur, welche im Alttertiär 1 bis 2°, im Miozän 3 bis 4° höher gewesen sein muß als die Schätzung der Botaniker. Harrassowitz nimmt an, daß die Lateritbildung eine Lufttemperatur von 23 bis 24° C erfordert, aber ich meinerseits habe bei Santos, bei Erdarbeiten im Gebirge, Lateritbildungen an der Grenze des frei gelegten Granites beobachtet. Die mittlere Jahrestemperatur von Santos ist 22.05° C. Mit Recht betont Harrassowitz, daß die Botaniker von irrigen Voraussetzungen ausgehen, wenn sie die heutigen Temperaturverhältnisse der Floren zum Ausgangspunkte nehmen, und nicht die unterdessen erfolgten Anpassungen in Betracht ziehen. Es sei mir hier gestattet, darauf hinzuweisen, daß eine ganze Reihe mariner Mollusken der englischen Küste sich auch am Kap der guten Hoffnung vorfinden, während sie an der westafrikanischen Küste fehlen. Zur Zeit ihrer während der Tertiärzeit erfolgten Wanderung sind diese Schalthiere mithin noch nicht an das Klima der gemäßigten Zone angepaßt gewesen.

In Südamerika habe ich Gelegenheit gehabt, Tatsachen festzustellen, welche eine bedeutende Wandlung des Klimas anzeigen. Die pleistozänen Meeresconchylien, welche bei den Arbeiten des Kriegshafens von Bahia Blanca an der südargentinischen Küste gefunden wurden, und deren Bearbeitung mir zufiel, zeigten eine Molluskenfauna, wie sie heute erst wieder im Staate St. Catharina an der atlantischen Küste angetroffen wird. Unter diesen Schalen befanden sich auch solche der Baumauster, *Ostrea parasitica* oder *arborea*, welche an Wurzeln oder Stammteilen der Mangrove sich festsetzt und an der Schale entsprechende Eindrücke aufbewahrt. Gleichartige Ablagerungen finden sich noch bis zur Mündung des Rio Negro in Patagonien, und beweisen, daß die Meerestemperatur, welche am Rio Negro heute  $13^{\circ}$  beträgt, damals mindestens  $20^{\circ}$  betragen haben muß. In meinem Buche „Die Geschichte des Atlantischen Ozeans“ \*) habe ich die Temperaturdifferenz etwas zu hoch angegeben, aber die Tatsache bleibt doch bestehen, daß ein enormer Temperaturwechsel stattgefunden hat, der etwa dem entsprechen würde, welchen eine Versetzung des Klimas von Island an die atlantische Küste von Frankreich bedeuten würde. Ursache dieser eingreifenden Veränderungen kann nur der Durchbruch der Landbrücke gewesen sein, welche Patagonien und Feuerland an Grahamland und die Falklandinseln angeschlossen hatte. Dieser Einbruch erfolgte erst in der zweiten Hälfte des Diluviums. Er vernichtete nicht nur die subtropische Fauna der Küste Argentiniens, sondern führte auch Pinguine, Ohrenrobben und anderes Tierleben der Antarktis an die argentinische Küste. Im allgemeinen habe ich gefunden, daß für die gemäßigten und warmen Gebiete des Atlantischen Ozeans die mittlere Jahrestemperatur des Oberflächenwassers des Meeres sich um  $0.5$  bis  $1.5^{\circ}$  höher stellt als die entsprechende Lufttemperatur. Ich habe es nicht gewagt, auf Grund meiner Beobachtungen an fossilen Haifischen Temperaturen des Meerwassers zu präzisieren, aber in der Mangrove liegt uns ein sehr empfindlicher Wärmemesser vor. Auch die weiteren paläontologischen Ergebnisse meiner Studien haben den Südatlantischen Ozean zur Zeit des oberen Tertiärs und des unteren Quartärs als ein Gebiet von warmem Wasser erwiesen. Auch die Nordenskjöld'sche Expedition ist bei ihren Arbeiten in der Antarktis zu den gleichen Ergebnissen gekommen, denn sie hat z. B. in der Nähe von Grahamland ein Konglomerat von altpleistozänen Pekten-Schalen gefunden, welches auf wärmeres Wasser hinweist. Erst der von mir nachgewiesene Durchbruch der patagonisch-antarktischen Landbrücke hat der kalten antarktischen Drift, speziell dem Humboldtstrom, den Einlaß in das warme südatlantische Becken gestattet und seinen Einfluß nicht auf Patagonien beschränkt, sondern auch noch auf die Südwestküste von Afrika ausgedehnt.

Aus diesen Tatsachen wird es klar, daß die Anschauung von A. Wegener, derzufolge die Südspitzen von Amerika und Afrika bis zum Schluß der Kreide-

---

\*) Verlag Gustav Fischer, Jena 1926.

zeit aneinander gelegen hatten, nicht richtig sein kann. Die Zuspitzung Amerikas ist, geologisch gesprochen, ein Ereignis von gestern, ein nachtertiäres Ereignis, und statt der schlanken Spitze wies der Erdteil von Südamerika noch in der älteren Quartärzeit einen Klumpfuß auf, der mit der Antarktis zusammenhing. Auch in bezug auf das Klima haben sich die Darstellungen von Wegener als unzutreffend erwiesen. Nach der von ihm und Irmscher gegebenen Darstellung hat Patagonien zu Beginn des Tertiärs eine schwere Eiszeit durchgemacht, wogegen die größte Wärme, welche es dort je gegeben habe, in die Zeit des älteren Quartärs gefallen sein soll. Aus diesem Grunde glauben diese Autoren, die fossilen Buchenblätter von Punta Arenas in das Quartär „setzen“ zu sollen. Davon kann keine Rede sein, denn die in Frage kommenden Blätter sind von marinen, conchylienführenden Sedimenten überlagert, welche tertiären Alters sind, und über welche es eine große Literatur gibt. Die Auffassung von Wegener, welche sich auf vermeintliche Polwanderungen stützt, entbehrt daher der Begründung. Eiszeiten kennen wir aus Südamerika nur zwei, eine aus der Permzeit, und dann die pleistozäne, welche eine bipolare war, da ihr Eintritt mit jener auf der nördlichen Hemisphäre zusammenfällt. In der Zeit also, in welcher die Lehre von den Polwanderungen für Patagonien die größte Wärme angibt, war in Wirklichkeit dort die antarktische Eiszeit, über welche wir durch Hauthal, Nordenskjöld und andere Geologen am genauesten unterrichtet sind. Für die Zeit aber, für welche Wegener in Patagonien eine Eiszeit ansetzt, besitzen wir gute Ausweise durch Hauthals Entdeckung der fossilen Flora vom Cerro Guido. Die Pflanzen, welche dort angetroffen wurden, sind Buchen und Eichen, Magnolien, Weiden und Birken, Sequoias, Lorbeer, Myrtengewächse usw. Die Verbreitung der Buchen und Eichen und der mit ihnen zusammen lebenden übrigen Bäume hat sich in der Kreidezeit derart vollzogen, daß diese Bäume an zwei Stellen nach der südlichen Halbkugel gewandert sind, in welcher wir sie einerseits in Patagonien, andererseits in Australien antreffen. Ungefähr gleichzeitig sind auch australische Pflanzen über die Antarktis nach Patagonien vorgedrungen.

Es ergibt sich hiernach für uns, daß vorgefaßte Meinungen und Theorien, wie jene von der Verschiebung von Kontinenten und der Wanderung der Pole, in den geologischen, paläontologischen und biologischen Tatsachen keinerlei Stütze finden. Auch die Tiergeographie hat zeitweise unter der Herrschaft von Dogmen gestanden, so zumal unter der Wallacschen Lehre der Permanenz der großen Meerestiefen, aber die heutige, von mir eingehend begründete, analytische Methode duldet keinerlei Fesseln; ihre Grundlage bilden ausschließlich sichergestellte Tatsachen.

---

## Neue Formeln zur Isostasie\*).

Von A. Prey in Prag.

Auf Grund der von mir in den Abhandlungen der Gesellschaft der Wissenschaften in Göttingen, neue Folge XI, gegebenen Entwicklung der Höhen- und Tiefenverhältnisse der Erde nach Kugelfunktionen bis zur 16. Ordnung wurden isostatische Korrekturen für die ganze Erdoberfläche berechnet. Die Isostasie wurde dabei in der Form von Hayford vorausgesetzt mit einer Tiefe der Ausgleichsfläche von 120 km. Die Formeln, welche verwendet wurden, sind in der Vierteljahrsschrift der astronomischen Gesellschaft, Jahrg. 59, bereits gegeben, doch sind dieselben noch in zwei Punkten verändert und verbessert worden. Erstens wurde die kompensierende Masse so verteilt, daß sie von der Ausgleichsfläche nicht nur bis zum Meeresniveau, sondern bis zur festen Begrenzung der Erdoberfläche, also bis zur Höhe der Kontinentalmassen und bis zum Meeresboden reicht. Zweitens wurde die Berechnung der Anziehung aller Massen sowie ihre Kompensation auf den angezogenen Punkt in seiner ursprünglichen Lage durchgeführt und der Punkt nicht ins Meeresniveau verlegt. Dadurch vereinfachen sich die dort gegebenen Formeln wesentlich, namentlich fällt die Entwicklung der Höhenquadrate ganz fort. Es wurden vier Formeln abgeleitet, je nachdem der angezogene Punkt  $P$  in der Kontinentalmasse oberhalb oder unterhalb des Meeresniveaus, im Ozean oder in der freien Luft liegt. Die vier Formeln lauten:

1.  $P$  im Erdinnern unterhalb des Meeresniveaus:

$$\Delta g = \left\{ Q - 4\pi k^2 \vartheta \left( f - \frac{\vartheta^*}{\vartheta} f^* \right) \left( 1 - \frac{2h}{R} - \frac{f-h}{f+d} - \frac{(f-h)^2}{R(f+d)} \right) - 4\pi k^2 \frac{\vartheta}{R} \left( f^2 - \frac{\vartheta^*}{\vartheta} f^{*2} \right) \right\}_{\psi_1 \lambda_1};$$

2.  $P$  im Meere:

$$\Delta g = \left\{ Q - 4\pi k^2 \vartheta \left( 1 - \frac{\vartheta^*}{\vartheta} \right) \left( h - \frac{h^2}{R} \right) \right\}_{\psi_1 \lambda_1};$$

3.  $P$  im Erdinnern oberhalb des Meeresniveaus:

$$\Delta g = \left\{ Q - 4\pi k^2 \vartheta f \left( 1 - \frac{2h}{R} - \frac{f-h}{f+d} - \frac{(f-h)^2}{R(f+d)} \right) - 4\pi k^2 \vartheta \frac{f^2}{R} + 4\pi k^2 \vartheta \left( h - \frac{h^2}{R} \right) \right\}_{\psi_1 \lambda_1};$$

4.  $P$  in der freien Luft:

$$\Delta g = Q_{\psi_1 \lambda_1}.$$

\*) Ausführlich demnächst Gerlands Beiträge, Bd. XVII.



Hier bedeuten:

$k^2$  = Anziehungskonstante;

$\vartheta$  = Oberflächendichte der Erde  
(2.7);

$\vartheta^*$  = Dichte des Meerwassers (1.03);

$h$  = Seehöhe von  $P$ ;

$d$  = Tiefe der Ausgleichsfläche  
(120 km);

$\psi_1$  = Komplement der geographischen  
Breite von  $P$ ;

$\lambda_1$  = geographische Länge von  $P$ ;

$$T_n = S_n - \frac{\vartheta^*}{\vartheta} W_n;$$

$f = \sum S_n$ : Entwicklung der Höhen  
der festen Erdoberfläche über  
dem Meeresniveau nach Kugel-  
funktionen;

$f^* = \sum W_n$ : Entwicklung der Tiefen  
der Ozeane;

$$Q = 4\pi k^2 \vartheta \frac{d}{R} \sum T_n.$$

Die Größe  $Q$  wurde für alle Punkte eines Netzes von 10 zu 10° in Breite und von 11 $\frac{1}{4}$  zu 11 $\frac{1}{4}$ ° in Länge berechnet. Sie stellt direkt die isostatische Korrektur für die Oberfläche der Kontinente und die Oberfläche des Meeres dar. Die berechneten Werte wurden in eine Karte eingetragen und die Punkte gleicher Korrektur durch Linien verbunden. Daraus lassen sich die Werte mit einer Genauigkeit von 0.002 bis 0.003 cm/sec<sup>2</sup> entnehmen.

Aus der Karte ersieht man deutlich, wie die Nulllinie der isostatischen Korrektur den Konturen der Kontinente folgt. Längs der Küstenlinie drängen sich die Linien gleicher isostatischer Korrektur zusammen nach Art eines Steilabfalles. Die Kontinente haben durchweg positive Korrekturen in dem Sinne, daß die Summe der Anziehung aller vorhandenen Massen und ihrer Kompensation positiv ist; der größte Wert ist + 0.035 und liegt im Himalaja. Der Ozean ist durchweg negativ; der größte Wert ist - 0.030 und erscheint mehrfach im Südatlantischen Ozean. Die großen Korrekturen fallen durchweg in die Nähe der Küste. Die großen Niederungen der Kontinente und die Mitte der Ozeane haben sehr kleine Korrekturen, doch sind die negativen des Ozeans im Durchschnitt größer als die positiven der Kontinente. Dieser Unterschied rührt von der Definition der Isostasie her, nämlich von der Voraussetzung, daß auf jeder Flächeneinheit der Ausgleichsfläche der gleiche Druck liegt, und nicht die gleiche Masse. Infolgedessen sind für die Kugelfunktion nullter Ordnung, welche eine gleichmäßige Bedeckung der ganzen Erde mit einer Schicht konstanter Dicke, also eine Hohlkugel vorstellt, die Masse und ihre Kompensation nicht massengleich, und es bleibt ein Rest, welcher eine Unsymmetrie hervorruft.

Durch die obigen Formeln und die daraus abgeleiteten Werte ist die durch die Kugelfunktionen bis zur 16. Ordnung dargestellte Massenverteilung genau berücksichtigt. Bei isostatischen Reduktionen ist also nur noch der Einfluß der durch die Entwicklung nicht dargestellten Massen in der näheren Umgebung des Punktes zu berechnen. An einem Beispiel wird gezeigt, daß man die Berechnung der Anziehung aller in den amerikanischen Publikationen mit Ziffern bezeichneten Zonen erspart.

## Der Aufbau der Erdkruste.

Von B. Gutenberg in Frankfurt a. M. — (Mit zwei Abbildungen.)

In den Kontinenten haben wir nach allen vorliegenden Beobachtungen (Mittel- und Südeuropa, England, Japan, Kalifornien) in 50 bis 60 km Tiefe die Grenze zwischen den Kontinentalsschollen und dem vermutlich dunitartigen Sima des Erdmantels. Eine weitere Grenze (zwischen granit- und basaltartigem Material?) wurde in Europa an verschiedenen Stellen festgestellt; sie scheint aber z. B. in Norddeutschland wesentlich höher zu liegen als in Süddeutschland und im Gebiete der Tauern, im Gegensatz zur Grenze in 60 km Tiefe, die auch unter den Alpen keine wesentliche Senkung erfährt. Unter dem Boden des Atlantischen und Indischen Ozeans sowie unter der Arktis liegt die Simagrenze erheblich höher, im Pazifischen Ozean fehlt die oberste Schicht ganz, oder sie ist nur sehr dünn. In etwa 70 km Tiefe ist vermutlich die Grenze zwischen kristallinem und amorphem Sima („Substratum“).

Der Beginn der genaueren geophysikalischen Erforschung des Aufbaues der Erdkruste wird durch die Feststellung von A. Mohorovičić<sup>1)</sup> im Jahre 1909 gekennzeichnet, daß sich in nicht ganz 60 km Tiefe in Südeuropa eine Unstetigkeitsfläche befindet, an der die Geschwindigkeit der Longitudinalwellen von 5.6 auf 7.8 km/sec ansteigt. Nur langsam fand diese Tatsache Anerkennung. Ihr ausgeprägtestes Kennzeichen ist das Eintreffen von zwei Longitudinalwellen an Stationen in bestimmten Herddistanzen, von denen die eine, stärkere, nur in der oberen Schicht gelaufen ist ( $\bar{P}$ ), während eine zweite, schwächere ( $P$ ), auch in die tiefere Schicht eintaucht. — Auf die ähnlich entstehenden zwei Transversalwellen sowie die übrigen reflektierten und gebrochenen Wellen wollen wir hier nicht weiter eingehen<sup>2)</sup>.

Wie sich leicht ersehen läßt, hängt die Laufzeitdifferenz  $\delta$  zwischen  $\bar{P}$  und  $P$  sowohl von der Herdtiefe  $h$  wie von der Schichttiefe  $d$  sowie von den Wellengeschwindigkeiten  $v$  ab. Nimmt man  $d$  und  $v$  als bekannt an, so läßt sich  $h$  berechnen<sup>3)</sup>, ist umgekehrt  $h$  nach einer der bekannten Methoden aus der Laufzeitkurve für  $\bar{P}$  gefunden<sup>4)</sup>, so ist bei bekanntem  $v$  die Tiefe  $d$  berechenbar. Sind insbesondere  $v_1$  oberhalb der Schicht und  $v_2$  unterhalb nahe konstant, so wird<sup>5)</sup> in der Distanz  $\mathcal{A}$  unter Vernachlässigung der Wirkung<sup>6)</sup> der obersten Schichten genügender Annäherung:

$$\delta = \frac{\sqrt{h^2 + \mathcal{A}^2}}{v_1} - \frac{\mathcal{A}}{v_2} - (2d - h) \sqrt{\frac{1}{v_1^2} - \frac{1}{v_2^2}}.$$

Der Wert von  $v_1$  wurde, wie wir sehen werden, bisher meist zu etwa  $5\frac{1}{2}$  km/sec gefunden,  $v_2$  zu 8 km/sec. Der letzte Wurzelausdruck hat somit etwa den Wert 0.13, d. h. wird  $d$  um 10 km größer, so wird  $\delta$  um etwa  $2\frac{1}{2}$  sec kleiner; wird  $h$  um 10 km größer, so wird  $\delta$  um etwa  $1\frac{1}{4}$  sec größer (im ersten Ausdruck ist  $h$  praktisch klein gegen  $\mathcal{A}$ ;  $h < 50$  km,  $\mathcal{A} > 150$  km). Wir können uns hiernach wenigstens einen angenäherten Überblick über die Dicke  $d$  der obersten Schicht in verschiedenen Gegenden auf Grund von einzelnen Dia-

grammen verschaffen. Tabelle 1 gibt derartig gefundene Differenzen  $\delta$  für ein Kulpatalbeben<sup>1)</sup>, die süddeutschen Beben 1911 und 1913<sup>7)</sup>, ein Tauernbeben<sup>8)</sup> und das Tajimabeben in Japan am 23. Mai 1925<sup>9)</sup>, die etwa auf  $\pm 1$  sec übereinstimmen und zeigen, daß keine erheblichen Differenzen von  $(2d - h)$  vorhanden sind. Da auch die Herdtiefe in allen Fällen zu etwa  $30 \pm 10$  km gefunden wurde, soweit sie berechnet wurde, folgt, daß wir überall die erwähnte

Tabelle 1. Laufzeitdifferenz  $\delta$  zwischen  $\bar{P}$  und  $P$  in Sekunden.

Bebenherd	$d = 200$	300	400	500	600	700 km
Kulpatal . . . . .	1.6	7.0	12.0	16.6	—	—
Schwäbische Alb . . .	2.9	8.7	13.8	18.6	22.8	—
Tauern . . . . .	2.8	8.0	12.9	17.6	22.2	—
Tajima . . . . .	4.0	8.2	12.5	16.7	20.3	23.7

Schichtgrenze in gleicher, d. h. also in etwa 50 bis 60 km Tiefe annehmen können. Auch Beben in England<sup>10)</sup> und Kalifornien<sup>11)</sup> ergaben ähnliche Werte für  $\delta$ . Daß Jeffreys<sup>10)</sup> zu einer geringeren Tiefe  $d$  kommt, liegt daran, daß er eine zu kleine Herdtiefe  $h$  annimmt<sup>4)</sup>. Erwähnenswert ist noch die Feststellung von K. Suda<sup>9)</sup>, daß die Aufzeichnungen in Japan systematische Änderungen zeigen, die so zu deuten sind, daß dort die Krustendicke  $d$  nach Osten hin (Pazifik) abnimmt. Dies würde sich auch mit dem Ergebnis von Heiskanen<sup>12)</sup> decken, daß dort Massenüberschüsse sind: Das schwerere Sima reicht dort höher als unter der Westküste bzw. dem Kontinent.

Leider ist nun die oberste Schicht, auch abgesehen von den allerersten lokalen Verschiedenheiten (bis zu einigen Kilometern Tiefe), nicht gleichmäßig, wie die Ergebnisse über die Wellengeschwindigkeit  $v_0$  im Grundgebirge zeigten (Tabelle 2).

Tabelle 2. Geschwindigkeit  $v_0$  der Longitudinalwellen im Grundgebirge.

Bebenherd bzw. Ort	Autor	$v_0$ km/sec
Rhön — Göttingen	E Wiechert <sup>13)</sup>	6.0
Oppau — 200 km Radius	Verschiedene	5.5
Süddeutsche Beben	"	5.5 — 5.6
Tauernbeben	V. Conrad	5.4 — 5.5

Vor allem aber weist ein Einsatz zwischen  $\bar{P}$  und  $P$  darauf hin, daß noch eine weitere Grenzschicht vorhanden ist. Bereits bei der Bearbeitung der süddeutschen Beben 1911 und 1913 wurde dort in mehreren Fällen vom Verfasser<sup>7)</sup> ein Einsatz festgestellt, der z. B. auf den Aufzeichnungen des 17 000-kg-Pendels in Göttingen (Fig. 1) sehr deutlich zu erkennen ist und mit  $a$  bezeichnet wurde. Bei der Bearbeitung eines Tauernbebens fand V. Conrad<sup>8)</sup> dann diesen Einsatz wieder, rechnete mit der Möglichkeit, daß er die Folge einer weiteren Schichtgrenze sei, und bezeichnete ihn mit  $P^*$ , die gleiche Bezeichnung verwandte Jeffreys<sup>10)</sup>, der ihn bei Untersuchungen von englischen Beben feststellte. In Fig. 2 sind die beobachteten Laufzeitdifferenzen  $P^* - P$  zusammengestellt. Die Streuung ist hier größer als bei  $\delta$ , einmal weil  $P^*$  viel schwerer feststellbar ist als das starke  $\bar{P}$  (Fig. 1), dann aber auch, weil  $P^*$  viel oberflächennäher verläuft und

flacher einfällt als  $\bar{P}$  und so stärker durch lokale Einflüsse der obersten Erdschichten beeinflusst wird. Außerdem ist die Tiefe der wirksamen Schichtgrenze, wie wir sehen werden, nicht überall die gleiche. Als Wellengeschwindigkeit in der unteren von  $P^*$  durchlaufenen Schicht ergibt sich etwa  $v = 6\frac{1}{4}$  km/sec; aus der Gleichung für  $\delta$  S. 371 ergibt sich dann, daß ihre Tiefe 30 bis 40 km beträgt, also nahe der Herdtiefe von etwa 30 km liegt, so daß es nicht ausgeschlossen erscheint, daß sich die Häufung der Herdtiefen in diesem Gebiete

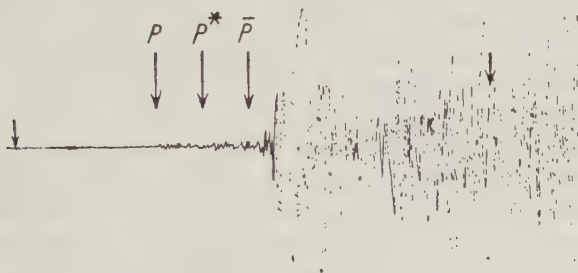


Fig. 1. Aufzeichnung des Bebens vom Juli 1913 in Göttingen (17000-kg-Pendel, N. bis S.),  $\Delta = 365$  km.

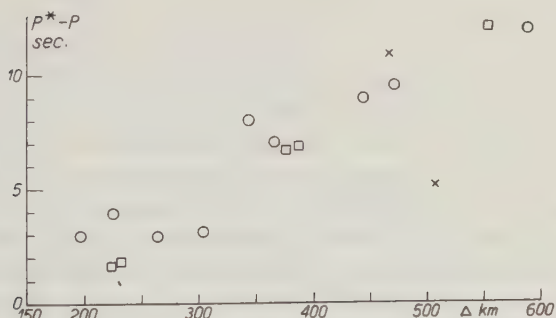


Fig. 2. Laufzeitdifferenzen  $P^* - P$  bei den süddeutschen Beben 1911 und 1913 (Kreise), bei einem Tauernbeben (Vierecke) nach V. Conrad und bei zwei englischen Beben (Kreuze) nach H. Jeffreys.

dadurch erklärt, daß die Erdbeben in dieser Schichtgrenze ihren Ausgang nehmen. Es ist weiter von besonderem Interesse, daß E. Wiechert bei seinen wertvollen Sprengungsbeobachtungen in Göttingen ebenfalls einen derartigen auf eine Schichtgrenze hinweisenden Einsatz fand<sup>13)</sup>, der bei  $112\frac{1}{2}$  km Herddistanz  $1\frac{1}{4}$  sec vor  $P$  eintraf. Da bei zunehmender Herdtiefe diese Differenz wachsen muß, wie wir sahen, bei den süddeutschen Beben aber in der gleichen Distanz bei außergewöhnlich großen Amplituden nirgends eine Spur dieses Einsatzes zu finden ist, folgt, daß diese Schicht dort — wenn überhaupt vorhanden — tiefer liegen muß und mit der oben erwähnten Grenze in etwa 30 km Tiefe identisch



sein kann. Da die Wellengeschwindigkeit von  $\bar{P}$  nur  $5\frac{1}{2}$  km/sec ist, folgt, daß auch eine Lage des Herdes in oder unter einer Schicht mit  $v > 6$  km/sec ausgeschlossen ist. Wir haben also in Süddeutschland und im Tauerngebiet unter den obersten Schichten zunächst eine etwa 30 bis 40 km dicke Schicht mit  $v =$  etwa  $5\frac{1}{2}$  km/sec — ob eine Unterteilung vorhanden ist, läßt sich mit Sicherheit noch nicht sagen —, darunter eine etwa 20 bis 30 km dicke Schicht mit  $v =$  etwa  $6\frac{1}{4}$  km/sec, darunter eine etwa 10 km dicke Schicht mit fast konstantem  $v =$  etwa 8.0 km/sec, von da ab Ansteigen der Geschwindigkeit, während in der Umgebung von Göttingen bereits in der obersten Schicht (Größenordnung der Dicke 20 km)  $v =$  etwa 6 km/sec ist; von 60 km Tiefe ab scheinen keine Unterschiede in den Kontinenten und Ozeanen mehr zu sein. Für eine Schichtgrenze in 120 km Tiefe glaubte zwar S. Mohorovičić<sup>24)</sup> Anhaltspunkte gefunden zu haben, doch ergaben die Amplitudenuntersuchungen<sup>15)</sup> keine Anzeichen für eine solche. Auch die Ansicht, daß in dieser Tiefe eine reell vorhandene und durch Änderung irgendwelcher Konstanten charakterisierte „isostatische Ausgleichsfläche“ vorhanden sei, dürfte durch die neuen Ergebnisse von W. Heiskanen<sup>23)</sup> weitere Anhänger verloren haben. Es ist hiernach wahrscheinlich, daß von 70 km Tiefe bis zur Mantelgrenze in 1200 bis 1300 km Tiefe keine Unstetigkeit mehr existiert.

Die Deutung der Schichten der Erdkruste ist vermutlich so, daß es sich [z. B. auch nach Jeffreys<sup>10)</sup>] bei der oberen Schicht um granitartiges Grundgebirge handelt ( $v = 5.4$  bis 6.0 km/sec), bei der folgenden um Basalte ( $v = 6\frac{1}{4}$  km/sec), während der eigentliche Erdmantel aus dunit- oder pyroxenitartigem Material gebildet wird<sup>14)</sup>. Die größere Dicke der leichteren, oberen Schicht in Süddeutschland und den Tauern wird durch deren größere Erhebung über den Meeresspiegel ausgeglichen. Erwähnenswert ist noch, daß die Aufzeichnungen der  $\bar{P}$ -Wellen Schwäbische Alb — Italien keine Anomalien zeigen, so daß auch unter den Alpen die Schichtgrenze in höchstens 60 km Tiefe zu suchen ist. Eine Ausbuchtung nach unten ist nur in der granitartigen Schicht wahrscheinlich. — Die Schicht in 70 km Tiefe stellt vielleicht die Grenze zwischen kristallinem und amorphem Material dar<sup>[15)</sup>; Grenze des „Substratum“.

Die Grenze zwischen den Gebieten mit verschiedenem Aufbau in Nord- und Süddeutschland wird sich genauer festlegen lassen, sobald an weiteren, besonders süd- und mitteldeutschen Stationen Aufzeichnungen von Sprengungen oder Nahbeben vorliegen. Allerdings darf man dabei nicht übersehen, daß eine größere Reihe von Beobachtungen vorliegen muß, um sicher den Unterschied zwischen der Schicht mit  $v = 5\frac{1}{2}$  km/sec und der Schicht mit  $v = 6$  km/sec nachzuweisen. Es liegt daher der Gedanke nahe, Beobachtungen von Amplituden hinzuzunehmen, da diese sehr stark auf Geschwindigkeitsänderungen reagieren. Zur Verfügung stehen die Amplitudenmessungen bei den beiden süddeutschen Beben 1911 und 1913<sup>7)</sup> sowie bei der Explosion bei Oppau<sup>25)</sup>. Betrachtet man zunächst die Amplituden von  $P$  der beiden erstgenannten Beben (Fig. 253 und 255 in <sup>7)</sup>), jedoch ohne die Angaben bis  $\Delta = 160$  km), so sieht man, daß

innerhalb der Meßgenauigkeit und der Einflüsse des Stationsuntergrundes keine erheblichen systematischen Unterschiede in verschiedenen Azimuten vorhanden sind, d. h. daß keine Anzeichen für wesentliche Verschiedenheiten des Aufbaues unterhalb 60 km Tiefe vorliegen. Anders liegt es bei  $\bar{P}$  (Fig. 254 und 256 in ?). Hier drängen sich die Linien gleicher Amplituden, etwa zwischen Schwarzwald und Odenwald und weiter in einem zwischen Nördlingen und München verlaufenden Gebiet, eng zusammen, als Anzeichen dafür, daß dort — vielleicht als Wirkung von vertikalen Schichtgrenzen — starke Extinktion der hier in den obersten 40 km verlaufenden  $\bar{P}$ -Wellen stattfindet. Nach Westen und Süden hin fehlt eine derartige Erscheinung, die Wellen laufen insbesondere ungestört unter den Alpen durch, wie die relativ großen Amplituden in Domodossola, Moncalieri, Triest und Pola zeigen. Dagegen zeigen diese Stationen besonders geringe Oberflächenwellen (Fig. 266 und 267 l. c.), was darauf hinweist, daß sich die Wirkung der Alpen nur in geringe Tiefe (vielleicht Größenordnung 25 km) erstreckt. Die Tatsache, daß sich bei beiden Beben die Oberflächenwellen am besten nach ENE und WSW ausgebreitet haben, entspricht der geologischen Feststellung, daß die Störungen in diesem Gebiete vorwiegend in dieser Richtung verlaufen, so daß wir also senkrecht zu den Störungen des oberen Teiles des Grundgebirges stärkere Extinktion der Oberflächenwellen haben.

Ein ähnliches Bild ergeben die Amplituden bei der Explosion von Oppau. Bei  $\bar{P}$  ( $P$  fehlt) sind z. B. die Amplituden auf dem Feldberg merklich kleiner als in Straßburg gewesen, andererseits in Göttingen erheblich kleiner als in München oder De Bilt, die weiter entfernt waren. Ob auch der große Unterschied zwischen  $\bar{P}$  in Heidelberg und Jugenheim (bei fast gleicher Distanz in ersterem Amplituden von höherer Größenordnung!) hierher gehört, ist fraglich. Jedenfalls haben wir auch hier starke Extinktion der  $\bar{P}$ -Wellen in nördlicher und nordöstlicher Richtung, während sich die Oberflächenwellen besonders gut in der Rheinebene fortpflanzen. Auch in diesem Falle verlöschen die Oberflächenwellen an den Alpen. Während in Zürich  $\bar{P}$  etwa gerade so stark ist wie in Ravensburg und Nördlingen, verhalten sich die Oberflächenwellenamplituden an den drei Stationen etwa wie 1:2:5.

Die Betrachtung der Amplituden bestätigt also im Prinzip unsere aus den Laufzeiten gewonnenen Ergebnisse; nach den Extinktionsbeobachtungen scheinen sich in größere Tiefen erstreckende Schichtgrenzen den nördlichen Teil der Oberrheinischen Tiefebene zu überqueren, weitere zwischen Nördlingen und München nordsüdlich zu verlaufen.

Während wir im vorstehenden wenigstens eine Reihe von Stichproben über die Wellengeschwindigkeit in den obersten Schichten der Kontinente haben, fehlen uns direkte Messungen in den Ozeanböden fast völlig. Mit Sicherheit läßt sich nur sagen, daß sich sowohl Longitudinal- wie Transversalwellen in den obersten Schichten des Pazifischen Ozeans zwischen den Tongainseln und Samoa wesentlich schneller (10 Proz. oder mehr) fortpflanzen als in den

oberen Kontinentalschichten, was zuerst von G. Angenheister<sup>16)</sup> festgestellt und später von B. Gutenberg<sup>17)</sup> bestätigt wurde. Auch wurden dort bisher keinerlei Anzeichen für die Welle  $\bar{P}$  festgestellt<sup>17)</sup>, so daß der Verfasser zu der Vermutung kam<sup>18)</sup>, daß der Boden des Pazifik durchweg aus gleichem oder ähnlichem Material besteht wie der Untergrund der Kontinente unterhalb 60 km Tiefe. Eine wertvolle Ergänzung lieferten dann die Beobachtungen über die Gruppengeschwindigkeiten der Oberflächenwellen, welche den Verfasser zu dem Ergebnis führten<sup>19)</sup>, daß die Dicke der Erdkruste (Granit + Basalt) unter den Kontinenten nicht sehr verschieden ist, daß sie unter dem Atlantischen, Indischen und Arktischen Meeresboden rund halb so groß ist und unter dem Pazifischen Ozean fehlt oder sehr gering ist. Der von A. Wegener<sup>20)</sup> gegen diese Methode erhobene Einwand der Ungenauigkeit trifft innerhalb gewisser Grenzen sicher zu, die Methode kann nur die Größenordnung der Krustendicken geben, dagegen kann man aus den wechselnden Tiefen des Meeresbodens keine Schlüsse auf die Dicke der darunter liegenden Kruste ziehen, wie es Wegener<sup>21)</sup> versucht, da nach den Ergebnissen von H. S. Washington<sup>22)</sup> die Dichte innerhalb weiter Grenzen variiert. Die schönen Untersuchungen von Heiskanen<sup>23)</sup> haben jedenfalls gezeigt, daß die Schweremessungen in guter Übereinstimmung mit den auf Grund der oben gemachten Angaben über die Dicke der Schichten und die beobachteten Dichten berechneten Werten sind. Auch die Ansicht von S. Mohorovičić<sup>24)</sup>, daß sich die untere kontinentale (Basalt-) Schicht unter dem Pazifischen Ozean fortsetzt, dürfte wohl nicht zutreffen, da nicht nur, wie erwähnt, bisher Anzeichen für eine  $\bar{P}$ -Welle dort fehlen, sondern auch die Wellengeschwindigkeit dort erheblich größer ist als in der entsprechenden Schicht unter den Kontinenten.

#### Literatur.

- <sup>1)</sup> Mohorovičić: Jahrb. d. meteorol. Observ. Zagreb, IX, 4<sup>te</sup> Teil; 1. Abschn., 1909.
- <sup>2)</sup> Derselbe: Tables, Union Géodésique et Géophys., Ser. A, fasc. 3, 1925.
- <sup>3)</sup> B. Gutenberg: Zeitschr. f. angew. Geophys. **1**, 65 (1923).
- <sup>4)</sup> Vgl. z. B. V. Inglada: Calculo de las Coordenadas ..., Madrid 1923; Derselbe: Publ. Union Géod. et Géoph., Ser. A, fasc. 5, 1927, S. 3; B. Gutenberg: Die Herdtiefe der mitteleuropäischen Beben ..., Gerlands Beitr. z. Geophys., im Druck.
- <sup>5)</sup> B. Gutenberg: Gerlands Beitr. z. Geophys. **17**, 363 (1927).
- <sup>6)</sup> Derselbe: ebenda **15**, 51 (1926).
- <sup>7)</sup> Derselbe: Die mitteleuropäischen Beben ..., Straßburg 1915.
- <sup>8)</sup> V. Conrad: Mitteil. d. Erdbebenkommission Wien, N. F. Nr. 59, 1925.
- <sup>9)</sup> K. Suda: Some applications of theory of Mohorovičić Waves. Referat in Jap. Journ. of Astronomy and Geophysics **4**, Nr. 3, 1927.
- <sup>10)</sup> H. Jeffreys: Monthly Notices of Royal Astron. Soc., Geophysical Supplement **1**, 483 (1927), London.
- <sup>11)</sup> P. Beyerly: Bulletin of the Seismol. Soc. of America **16**, 1 (1926); J. B. Macellwane: ebenda **17**, 19 (1927).
- <sup>12)</sup> W. Heiskanen: Zeitschr. f. Geophys. **3**, 213 (1927).
- <sup>13)</sup> E. Wiechert: Geologische Rundschau **17**, 339 (1926).
- <sup>14)</sup> Vgl. z. B. B. Gutenberg: Zeitschr. f. Geophys. **1**, 107 (1925); L. H. Adams und R. E. Gibson: Gerlands Beitr. z. Geophys. **15**, 242 (1926).

- <sup>15)</sup> B. Gutenberg: Zeitschr. f. Geophys. **2**, 24 (1926).  
<sup>16)</sup> G. Angenheister: Beobachtungen an pazifischen Beben. (Göttinger Nachr. 1921.  
<sup>17)</sup> B. Gutenberg: Abh. d. Senckenberg. Naturf. Ges. Frankfurt a. M. **40**, 57 (1925).  
<sup>18)</sup> Derselbe: Geolog. Archiv **1**, 3 (1923).  
<sup>19)</sup> Derselbe: Zeitschr. f. Geophys. **1**, 94 (1925); Physikal. Zeitschr. **27**, 111 (1926); Der Aufbau der Erde, Berlin 1925.  
<sup>20)</sup> A. Wegener: Gerlands Beitr. z. Geophys. **17**, 311 (1927).  
<sup>21)</sup> B. Gutenberg: Die Fließbewegungen der Kontinente II. Gerlands Beitr. z. Geophys. (im Druck).  
<sup>22)</sup> H. S. Washington: Bull. geol. Soc. America **33**, 375 (1922).  
<sup>23)</sup> W. Heiskanen: Zeitschr. f. Geophys. **3**, 217 (1927).  
<sup>24)</sup> S. Mohorovičić: Gerlands Beitr. z. Geophys. **17**, 180 (1927).  
<sup>25)</sup> O. Hecker: Veröff. d. Hauptstation f. Erdbebenforschung in Jena, Heft 2, 1922.

## Mitteilungen.

### Bericht über die sechste Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Frankfurt a. M. vom 26. bis 28. September 1927.

#### I. Liste der Vorträge.

#### Montag, den 26. September, 11—13 Uhr:

Linke: Bericht über die Ergebnisse der Frankfurter Strahlungs- und Sonnenfinsternisexpedition nach Finnmarken.

Wiechert: Referat über den Zustand der höheren Atmosphäre.

#### 15—18 Uhr:

Bartels: Die Gezeiten der Atmosphäre.

(Diskussion über Linke: Jensen, Wigand, Linke; Diskussion über Wiechert: Hergesell, Duckert, Kölzer, Gutenberg, Wigand, Jensen, Weickmann, Angenheister, Nippoldt, v. Ludwiger.)

Defant: Bericht über die Ergebnisse der Meteor-Expedition.

Pollak: Verallgemeinerte Isobaren. (Diskussion: Weickmann, Conrad, Defant, Pollak.)

Schlomka: Zur physikalischen Theorie des Erdmagnetismus. (Diskussion: Schmidt, Angenheister.)

#### Dienstag, den 27. September, 9—13 Uhr:

Uller: Über die Entwicklung des Wellenbegriffes. (Diskussion: Angenheister, Uller.)

Gutenberg: Der Aufbau der Erdkruste. (Diskussion: Tams, Conrad, Prey, Koenigsberger, Gutenberg.)

Nippoldt: Vorlegung seiner neuen Karte der Anomalien der magnetischen Vertikalintensität in Europa.

Born: Die Schweremessungen von Vening-Meinesz. (Diskussion: Gutenberg, Born.)

v. Ihering: Tierwanderungen und Kontinentalbrücken. (Diskussion: Conrad, Gutenberg, Schweydar, v. Ihering.)



16—18 Uhr:

- Angenheister: Experimentelle seismische Beobachtungen. (Diskussion: Uller, Gutenberg, Schweydar, Reutlinger, Angenheister.)  
Conrad: Zur Frage der Periodizität der Erdbeben. (Diskussion: Tams, Ad. Schmidt, Defant, Conrad.)  
Tams: Die seismischen Verhältnisse des offenen Atlantischen Ozeans.

**Mittwoch, den 28. September, 9—13 Uhr:**

- Jensen: Polarisation des Himmelslichtes. (Diskussion: Wigand, Jensen, Linke.)  
Uller: Induktion von Bebenwellen an der Erdoberfläche. (Diskussion: Gutenberg, Angenheister, Conrad, Ad. Schmidt, Uller.)  
Prey: Weltkarte mit Linien gleicher isostatischer Störung (nach Pratt).  
Jung: Beziehungen zwischen Schwerkraftsverteilung an der Erdoberfläche und Massenordnung. (Diskussion: Schweydar, Koenigsberger.)  
Schlomka: Über die Abhängigkeit der Schwerkraft vom Zwischenmedium. (Diskussion: Conrad, Wigand, Ad. Schmidt, Schweydar, Uller, Schlomka.)  
Wehner: Säkulарvariation des Erdmagnetismus und Kunstgeschichte. [Diskussion: Weickmann, Ad. Schmidt, Conrad, Björnsen, Nippoldt.]

## II. Geschäftssitzung am Dienstag, dem 27. September 1927.

### (Satzungsmäßige Hauptversammlung.)

Der 1. Vorsitzende eröffnete die Sitzung um 15<sup>1</sup>/<sub>4</sub> Uhr und stellte fest, daß die Versammlung durch die am 1. Juli d. J. an alle Mitglieder durch Postkarte verschickte Einladung ordnungsmäßig einberufen worden und daher beschlußfähig sei.

Er erstattete dann den Geschäftsbericht. Die Mitgliederzahl war zu Beginn des Vereinsjahres 145: es schieden 10, davon durch Tod 2 aus, während 10 neu eintraten, so daß die Zahl am Schluß 145 betrug (Ende November 160).

Herr Schütt erstattete den Kassenbericht; auf Grund der von den Herren Schweydar und Tams vorgenommenen Prüfung wurde ihm Entlastung erteilt.

Es folgten die Ergänzungswahlen zum Vorstand. Sitzungsgemäß schieden die Herren Defant, Hergesell und Lutz aus, die ihm drei Jahre hindurch angehört hatten; ferner bat Herr Schmidt um seine Entlassung.

An die Stelle der Genannten wurden die Herren Haussmann, Hecker, Linke und Alfred Wegener gewählt. Zum 1. Vorsitzenden wurde Herr Kohlschütter gewählt und ferner als stellvertretende Vorsitzende die Herren Hecker und Weickmann. Zu Rechnungsprüfern wurden die Herren Schweydar und Tams wiedergewählt. Soweit sie anwesend waren, nahmen die Genannten die Wahl an.

Der Vorstand setzt sich somit wie folgt zusammen:

1. Vorsitzender: E. Kohlschütter, Potsdam.
2. Stellvertretende Vorsitzende: O. Hecker, Jena; L. Weickmann, Leipzig.
- Schatzmeister: R. Schütt, Hamburg 24, Papenhuderstr. 8.
- Schriftleiter der Zeitschrift für Geophysik: G. Angenheister, Potsdam.

Weitere Vorstandsmitglieder:

- K. Haussmann, Schwäbisch-Gmünd; Fr. Kossmat, Leipzig; F. Linke, Frankfurt; W. Meinardus, Göttingen; A. Wegener, Graz; A. Wigand, Stuttgart.

Es wurde weiter mitgeteilt, daß der Preis der Zeitschrift, deren Umfang um mindestens 20 Proz. erweitert wird, auf Verlangen des Verlegers vom nächsten Bande ab um 20 Proz. erhöht werden muß; also für Mitglieder der Gesellschaft von 20.— *RM* auf 24.— *RM*, für Nichtmitglieder von 30.— *RM* auf 36.— *RM*.

Als Mitgliedsbeitrag für das nächste Vereinsjahr wird wieder 4.— *RM* festgesetzt, so daß jedes Mitglied wegen des Pflichtbezuges der Zeitschrift insgesamt 28.— *RM* zu zahlen hat.

Als Ort der nächstjährigen Tagung wurde Hamburg bestimmt; über die Frage, ob sie vor, während oder nach der Naturforscherversammlung stattfinden solle, wurde trotz lebhafter Aussprache kein Beschluß erreicht, die Entscheidung muß deshalb dem Vorstand überlassen bleiben, der beauftragt wurde, sich durch Vermittlung von Herrn Tams mit dem Einführenden der Sektion für Geophysik der N.-V. zu verständigen.

Es wurde festgesetzt, daß über jeden Vortrag, der auf der Tagung der Gesellschaft gehalten wurde, vom Vortragenden ein Referat an das Organ der Gesellschaft, die Zeitschrift für Geophysik, geliefert werden soll.

Es wurde beschlossen, an den Präsidenten der Notgemeinschaft eine Dankadresse zu senden für die großzügige Förderung verschiedener größerer geophysikalischer Unternehmungen, wie die Meteorexpedition, die Strahlungsexpedition nach Finmarken und die Untersuchungen über Schallausbreitung in der Atmosphäre.

Die Versammlung wurde um 4 Uhr geschlossen.

gez. Ad. Schmidt.

### III. Abrechnung über die Einnahmen und Ausgaben der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft für das Geschäftsjahr 1926/27.

Abgeschlossen am 21. September 1927.

Einnahmen		Ausgaben	
An Bestand . . . . .	<i>RM</i> 696.09	Per Verwaltungskosten . . .	<i>RM</i> 13.10
Restbeiträge 1925/26 . . .	192.—	Portoauslagen . . . . .	" 70.51
Beiträge 1926/27 . . . . .	3362.86	Drucksachen . . . . .	" 53.—
Vorausbezahlte Beiträge		Fr. Vieweg & Sohn A.-G.	
für 1927/28. . . . .	68.—	f. Jahrg. III d. Zeitschr.	
Geschenke . . . . .	29.18	f. Geophysik . . . . .	" 3239.70
Zurückgezahlte Portoaus-		Leihgabe für Hilfe bei Zu-	
lagen . . . . .	5.84	sammenstellung des	
Rückzahlung von der Not-		Literaturberichts . . .	" 300.—
gemeinschaft . . . . .	300.—	Übertrag auf 1927/28 . . .	" 977.66
	<i>RM</i> 4653.97		<i>RM</i> 4653.97

Von obigen *RM* 977.66 sind

auf der Bank . . . . .	<i>RM</i> 208.15
auf Postscheckkonto . . .	" 698.66
in der Kasse . . . . .	" 70.85
	<i>RM</i> 977.66

Prof. Dr. R. Schütt,  
z. Zt. Schatzmeister.

Revidiert und richtig befunden  
Hamburg, 21. Sept. 1927.

E. Tams.

Frankfurt a. M., 27. Sept. 1927.

W. Schweydar.

### Berichtigung.

Bei Bearbeitung von Schweremessungen in Norddeutschland ist mir ein Fehler auf gefallen, dessen Berichtigung angezeigt erscheint, da der falsche Wert bereits in die Literatur Eingang gefunden hat.

Bei Station Heide in Holstein (Haasemann, Bestimmung der Schwerkraft auf 35 Stationen in der Nähe des Meridians 9° E. v. Gr., Veröffentl. d. Kgl. Preuß. Geodät. Institut, N. F. Nr. 71, S. 136) muß es heißen:

$g$	$g_0$	$g_0''$	$\gamma_0$	$g_0'' - \gamma_0$	$g_0 - \gamma_0$
981 cm	981 cm	981 cm	981 cm		
.455	.458	.457	.435	+ 22	+ 23
statt:				+ 12	
"	"	"	"		"

Entsprechend sind die auf den falschem Wert beruhenden Zahlen und Isogammen bei A. Born (Beziehungen zwischen Schwerezustand und geologischer Struktur Deutschlands. Leipzig, Max Weg, 1925) und auch wohl die + 20-Isogamme der Kossmatschen Karte („Die mediterranen Kettengebirge in ihrer Beziehung zum Gleichgewichtszustande der Erdrinde“, Abhandl. d. math.-phys. Klasse d. sächs. Akademie 38. Leipzig 1921) zu ändern. Das gleiche gilt von dem Abdruck der Kossmatschen Karte bei A. Born, „Isostasie und Schweremessung“ (Berlin, Julius Springer, 1923).

Potsdam, Geodät. Institut, Oktober 1927.

Karl Jung.

### Neue Anmeldungen.

149. HILLER, WILHELM, Dr., Wissenschaftl. Assistent der Württemberg. Landeswetterwarte, Stuttgart, Büchsenstraße 56.
150. Geol. Mineral. Institut der Universität Köln, Severinswall 38.
151. Naturwissenschaftl. Verein (Prof. Dr. SCHLÖZER) Karlsruhe.
152. STOPPEL, ROSE, Frl. Dr. phil., Hamburg 36, Inst. f. allgem. Botanik, Jungiusstraße 6.
153. LAMBERT, Mr. WALTER DAVIS, U. S. Coast and Geodetic Survey Washington, U. S. A.
154. JUNG, KARL, Dr. phil., Potsdam, Geod. Inst. Wohnung: Potsdam, Luckenwalderstr. 17.
155. NIKIFOROV, PAUL, Physicien en chef de l'Académie des Sciences de l'URSS, Professeur à l'Université de Léningrad, Quai de l'Université.
156. LEHMANN, INGE, Frl. cand. mag., Kopenhagen, Den danske Gradmaaling, Proviantgaarden.
157. SCHNEIDER, WILH., Dr. phil., Potsdam, Geod. Inst. Wohnung: Potsdam, Teltowerstr. 17.
158. OISHI, W., Direktor d. Aerolog. Observ., Tateno bei Tutiura (Ibaraki-ken), Japan.
159. KÜHN, Geh. Bergrat Prof. Dr., Abteilungs-Direktor d. Preuß. Geolog. Landesanstalt, Berlin-Dahlem, Humboldtstraße 24.
160. Askania-Werke, Berlin-Friedenau, Kaiserallee 87.
161. GÖTZ, F. W. PAUL, Dr. phil. nat., Leiter d. Lichtklim. Obs. Arosa (Schweiz) Inner-Arosa.
162. NUMEROW, BORIS, Univ.-Prof., Direktor d. Astronom. Inst. und Geophysikal. Zentralobservatoriums, Léningrad VII V 2, Linie 3.
163. ULLER, Prof. Dr., Gießen, Südanlage 19.
164. PAUSCH, ERICH, Dr., Wilhelmsburg a. d. Elbe, Vulkanstraße 4.
165. PREY, ADALBERT, Prof. Dr., Dir. d. Sternw. d. D. Univ. in Prag, Prag I, Klementinum.
166. STEWART, R. MELDRUM, Dir. d. Dominiom Observatory, Ottawa (Canada).

### Adressenänderungen.

24. ERRULAT, Dr., jetzt Metgethen (Ostpreußen).
67. KRUMBACH, Dr., Jena, jetzt Kirchplatz 6.
130. TEICHERT, K., Dr., jetzt Freiburg i. Br., Geolog. Inst., Hebelstraße 40.
133. TTAPPE, FR., Dr., jetzt Göttingen, Herzbergerlandstraße 59.

### Verstorben.

37. † GOCKEL, A., Prof. Dr., Freiburg i. Schweiz.

Die Schriftleitung: Prof. Dr. G. Angenheister, Abteilungsvorsteher am Preuß. Geodät. Inst. Potsdam.

## Über die Prüfung der Isostasie durch Schweremessungen\*).

Von Heinrich Jung.

An einem einfachen Beispiel wird gezeigt, daß das übliche Kriterium für Isostasie,  $\Delta g'_0 = 0$ , unzureichend ist, da  $p'_0$  u. a. noch stark abhängt von der Höhe des Beobachtungsortes über NN. Es wird daher eine weitere Reduktion gefordert, die im Prinzip der Hayfordreduktion ähnlich ist, aber aus praktischen Gesichtspunkten im umgekehrten Sinne durchgeführt wird. Hierzu kann eine von Th. Niethammer ausgearbeitete Rechenmethode benutzt werden, die nur bei sehr großen Höhen versagt. Dieser Mangel wird beseitigt.

Bei der Prüfung des isostatischen Zustandes geht man meist folgendermaßen vor:

Zuerst wendet man die Geländereduktion an, wodurch bekanntlich das wirkliche Terrain in eine unendlich ausgedehnte ebene Platte von der Höhe des Beobachtungsortes mit der Dichte des Gesteins in dessen unmittelbarer Umgebung verwandelt wird. Die Schwerebeschleunigung  $g$  geht dabei über in  $g'$ . — Hierauf wird der Einfluß der Höhe der Beobachtungsstation über NN beseitigt durch die Freiluftreduktion (Fayesche Reduktion), und man erhält:

$$g'_0 = g' \cdot \left(1 + \frac{2h}{R}\right),$$

wenn  $h$  die Höhe des Beobachtungsortes und  $R$  der Erdradius ist. Unter gewissen Bedingungen\*\*) ist letztere Reduktion auch eine Kondensationsreduktion. Man erhält nämlich auch  $g'_0$ , wenn man die (durch die Geländereduktion eingeebnete) Reliefmasse\*\*\*) in NN kondensiert und gleichzeitig den Beobachtungsort senkrecht nach unten in NN verlagert.

---

\*) Eine ausführlichere Abhandlung über diesen Gegenstand ist erschienen in der Phys. Zeitschr. 1927, S. 377 (H. Jung: Die Reduktionen der Schwerebeschleunigung und die Lehre von der Isostasie), desgleichen ein weiterer Artikel im Jubiläumsband der Ges. z. Beförd. d. ges. Naturwiss. Marburg, Bd. 62, 7. Heft, 1927 (H. Jung: Die Prüfung der Isostasie durch Schweremessungen).

\*\*) Diese sind, daß man die Krümmung der Erde vernachlässigen kann, und daß die kleinste Entfernung des Randes der betrachteten Scholle von der Beobachtungsstation größer ist als  $h^2/68$  m (nach F. R. Helmert: Höhere Geodäsie 2, 3. Kap., § 16), wobei  $h$  in Metern einzusetzen ist. Dann liegt der Fehler in  $g'_0$  unterhalb  $0,005 \text{ cm. sec}^{-2}$  (so groß muß man ihn in Rücksicht auf unkontrollierbare Reduktionsfehler ansetzen, obwohl die Beobachtungen genauer sein können).

\*\*\*) Dies ist die Masse oberhalb NN. Die Masse der Erdrinde unterhalb NN soll als „Rindenmasse“ bezeichnet werden (nach R. Wedekind, Marburg).



Den so gewonnenen Wert  $g'_0$  vergleicht man nun zur Prüfung der Isostasie mit dem Normalwert der Schwere  $\gamma_0$ , der die Schwerewirkung einer vollkommen homogenen Erdrinde darstellt. Die Heranziehung dieses Normalwertes ist dadurch gerechtfertigt, daß der ihm entsprechende Normalzustand der Erdkruste auch ein Zustand völliger Isostasie ist. Man nimmt also als Kriterium für Isostasie den Ausdruck

$$\Delta g'_0 = g'_0 - \gamma_0.$$

Ist  $\Delta g'_0 = 0$ , so herrscht Isostasie; anderenfalls besteht in der Erdrinde ein Massenüberschuß bzw. ein -defizit, wenn  $\Delta g'_0$  positiv oder negativ ist.

Wendet man nun noch die Bouguersche Reduktion an, wobei  $g'_0$  in  $g''_0$  übergeht, so hat man, da dies einer Beseitigung der kondensierten Schicht entspricht, nur noch die Wirkung der Rindenmasse vor sich, und  $\Delta g''_0 = g''_0 - \gamma_0$  sagt etwas aus über das Defizit in der Rindenmasse, das die Reliefmasse kompensieren soll. Nach F. R. Helmert entspricht einem Wert  $0.00 \text{ a cm. sec}^{-2}$  von  $\Delta g''_0$  ein Defizit, das einer in NN kondensierten Schicht von  $10 \cdot a$  Metern bei mittlerer Gesteinsdichte (2,4) gleichkommt. Bei vollkommener Isostasie muß also  $10 \cdot a$  ungefähr gleich  $h$  sein.

Daß das Kriterium für Isostasie,  $\Delta g'_0 = 0$ , gewisse Unzulänglichkeiten\*) aufweist, wurde schon erkannt, und es ist schon mehrfach auf sie hingewiesen worden. Leichter übersehbare Mängel wurden auch durch weitere Ergänzungsreduktionen beseitigt. Doch ist noch ein recht bedenklicher Mangel stehen geblieben, wie im folgenden gezeigt werden soll:

Nehmen wir an, die ganze Erdkruste sei im Normalzustand [d. h. Oberfläche in NN, untere Grenze in 120 km Tiefe\*\*), konstante Dichte], so herrscht Isostasie. Die Schwerebeschleunigung ist dann an jedem Punkte der Erdoberfläche gleich  $\gamma_0$ . Nun soll ein Zylinder von beliebigem Querschnitt so herausgehoben werden, daß seine neue Oberfläche die Höhe  $h$  über NN erhält; dabei soll aber in seinem Innern dieselbe Masse sein wie vorher, so daß seine Dichte geringer wird, aber überall konstant bleibt\*\*\*). Dann besteht weiter Isostasie, da sich ja die Masse nicht geändert hat. Es soll nun der diesem Zylinder entsprechende Wert  $g'_0$  mit  $\gamma_0$  verglichen werden. Die Beobachtungsstation liegt in der Mitte der Zylinderoberfläche.

Die Geländereduktion kommt nicht in Frage, da die Oberfläche eben ist. Führt man die Kondensationsreduktion aus, so sieht man, daß  $g'_0$  sicher größer ist als das dem Normalzustand entsprechende  $\gamma_0$ , da sich die Masse unter dem Beobachtungsort nicht geändert hat, aber ein Teil derselben in der Oberfläche kondensiert ist, also sich näher an dem in NN verlegten Beobachtungsort befindet. Und zwar ist dieser Unterschied um so größer, je größer  $h$  ist. Man sieht also, daß im Wert  $g'_0$  durch die Fayesche Reduktion die Höhe des

\*) Sogenannte Pseudoanisostasien, vgl. A. Born: Isostasie und Schweremessung, S. 56—62.

\*\*) Tiefe der Ausgleichsfläche nach F. R. Helmert.

\*\*\*) Entsprechend der Prattischen Hypothese.

Beobachtungsortes erst zum Teil unschädlich gemacht ist\*). Um sie ganz zu beseitigen, ist noch eine weitere Reduktion vorzunehmen.

Aus dem Zustand, der dem Wert  $g'_0$  entspricht, kann man den Normalzustand erhalten, indem man die kondensierte Schicht gleichmäßig von NN bis zur Ausgleichstiefe verteilt. Man muß also für unseren Fall einen Wert erhalten, der innerhalb der Fehlergrenze dem Normalwert  $\gamma_0$  gleich ist, wenn man durch die Bouguersche Reduktion die kondensierte Schicht beseitigt und danach zu  $g''_0$  die Wirkung der auf den Zylinder zwischen NN und der Ausgleichsfläche gleichmäßig verteilten Reliefmasse hinzuaddiert. Der neue Wert sei  $g'''_0$ .  $\Delta g'''_0 = g'''_0 - \gamma_0$  gibt dann in diesem einfachen Falle an, ob Isostasie herrscht oder nicht. Wendet man nun auf  $g'''_0$  die Bouguersche Reduktion an, was weiter keine Rechnung erfordert, da die Korrektion schon vorher berechnet wurde, so ergibt sich ein neuer Wert  $g''''_0$ .  $\Delta g''''_0 = g''''_0 - \gamma_0$  gibt dann in einwandfreier Weise Aufschluß über den Massenüberschuß oder das -defizit in der Rindenmasse.

Ein Zahlenbeispiel soll die Sachlage erläutern:

Nach F. R. Helmert ist

$$\gamma_0 = 978,030 \cdot [1 + 0,005302 \cdot \sin^2 \varphi - 0,000007 \cdot \sin^2 (2\varphi)] \text{ cm} \cdot \text{sec}^{-2}.$$

Der Einfachheit halber wird  $\varphi = 0$  gesetzt, d. h. das fingierte Beispiel in den Äquator verlegt. Ferner sei  $h = 4000$  m, weiter der Querschnitt des Zylinders ein Kreis mit einem Radius von 250 km. Dann sind alle Bedingungen für einen glatten Verlauf der Reduktionen erfüllt. Die Dichte im Normalzustand wird zu 2,4 angenommen (mittlere Dichte der Erdrinde). Aus  $\gamma_0 = 978,030 \text{ cm} \cdot \text{sec}^{-2}$  ergibt sich dann durch einfache Rechnungen für den Beobachtungsort im Mittelpunkt der Zylinderdeckfläche\*\*):  $g = 976,895 \text{ cm} \cdot \text{sec}^{-2}$ . Reduziert man auf die angegebene Weise, so ergeben sich folgende Zahlen:

$$\begin{array}{ll} \gamma_0 = 978,030 & \\ g = g' = 976,895 & \\ g'_0 = 978,116 & \Delta g'_0 = + 0,086 \text{ anstatt } 0 \\ g''_0 = 977,727 & \Delta g''_0 = - 0,303 \text{ (} h = 4000 \text{ m)} \\ & \quad + 0,301 \\ g'''_0 = 978,028 & \Delta g'''_0 = - 0,002 \text{ anstatt } 0 \\ & \quad - 0,389 \\ g''''_0 = 977,639 & \Delta g''''_0 = - 0,391 \text{ (} h = 4000 \text{ m)} \end{array}$$

Man sieht hierbei sehr deutlich, daß die Werte  $g'''_0$  und  $g''''_0$  sich von den geforderten Werten nur innerhalb der zulässigen Fehlergrenzen unterscheiden, während  $g'_0$  und  $g''_0$  gänzlich unzureichend sind.

\*) Dasselbe gilt mutatis mutandis auch von dem Bouguerschen Wert  $g'_0$ .

\*\*) Hierbei wird zuerst der Wert  $\gamma_0$  durch umgekehrte Freiluftreduktion auf den Beobachtungsort mit der Höhe  $h = 4000$  m umgerechnet, dann die Wirkung des normalen Zylinders unterhalb des Beobachtungsortes durch die des erhöhten Zylinders ersetzt.

Zu einem brauchbaren Ergebnis kommt man also erst dann, wenn man so tut, als ob völlige Isostasie herrscht, dann unter dieser Voraussetzung die Schwerebeschleunigung so lange reduziert, bis sie dem Normalzustand entspricht, und schließlich den so reduzierten Schwerewert mit dem Normalwert  $\gamma_0$  vergleicht. Diese letzte Reduktion muß sich naturgemäß über die ganze Erde erstrecken.

Leider ist dies nicht ohne eine weitere Hypothese möglich. Man muß eine Annahme machen über die Art, wie man sich das Relief der Erde unter Wahrung der Isostasie aus dem Normalzustand entstanden denken kann. Hierbei nimmt Pratt in seiner bekannten Hypothese für alle Schollen dieselbe untere Grenze an (in der Ausgleichsfläche), muß aber dafür die Dichte von dem Relief der Erdoberfläche abhängig machen. Dagegen behält Airy überall dieselbe Dichte, muß aber (wie bei schwimmenden Eisschollen) die Eintauchtiefe variabel lassen. Streng richtig sind beide Hypothesen nicht, denn sowohl Dichte wie Eintauchtiefe sind sicher bei jeder Scholle verschieden, außerdem ist die Dichte in jeder einzelnen Scholle nicht einmal konstant. Da der wahre Zustand nicht bekannt ist, muß man eine von diesen Hypothesen der Rechnung zugrunde legen. Als einfachste für die Durchführung der Reduktion bietet sich die Prattische Hypothese dar\*), und diese soll im folgenden benutzt werden. — Selbstverständlich kommt noch hinzu, daß die Schollen nicht ungestört beweglich sind, daß das Magma keine ideale Flüssigkeit darstellt usw., so daß in Wirklichkeit die Ausgleichsfläche überhaupt nicht existiert und somit die Isostasie auch nur ein Zustand ist, dem die Natur mehr oder weniger nahe-zukommen sich bestrebt\*\*). Damit werden die vorliegenden Betrachtungen noch nicht illusorisch, da sie in vielen Fällen als weitgehende Annäherung ihren Wert behalten und die isostatischen Kräfte die Gestaltung der Bewegungen in der Erdkruste doch in sehr starker Weise beeinflussen. Ferner ist es meiner Ansicht nach durchaus notwendig, zuerst die Idealfälle soweit wie möglich in Ordnung zu bringen, ehe man sich mit den Komplikationen, die die Wirklichkeit mit sich bringt, befaßt.

Ist die Schwerebeschleunigung erst so weit reduziert, wie es nach den obigen Betrachtungen nötig ist, so hat eine Abweichung des neuen Wertes  $g''''_0$  von dem Normalwert  $\gamma_0$  zweierlei zu bedeuten:

1. Es kann eine tatsächliche Isostasiestörung vorliegen,
2. die Lagerungsverhältnisse in der betrachteten Scholle weichen ab von denen, die die Prattische Hypothese fordert.

Punkt 1 ist der wichtigste. Doch kann auch der zweite Punkt Bedeutung gewinnen, indem größere Schwankungen in  $\Delta g''_0$  bei einer offensicht-

\*) Übrigens ist das Ergebnis von dem, das man mit Hilfe der Airyschen Hypothese erhält, nicht sehr verschieden, da bei Pratt die Dichte nur wenig schwankt wegen der Kleinheit der Reliefunterschiede im Vergleich zur Ausgleichstiefe.

\*\*) Vgl. B. Gutenberg: Die Bedeutung der Isostasie. Gerlands Beitr. z. Geophysik 16, Heft 4, 1927.

lich einheitlichen größeren Scholle Aufschluß über den geologischen Bau geben können. Über den isostatischen Zustand gibt dann ein geeigneter Mittelwert Auskunft.

Diese Gedanken sind insofern nicht ganz neu, als schon J. F. Hayford in derselben Weise eine Reduktion gefordert und auch durchgeführt hat\*). Doch geht er umgekehrt vor wie üblich, indem er nicht den gemessenen Schwerewert reduziert, sondern den Normalwert, den er dann mit dem beobachteten Wert vergleicht. Hierbei müssen aber sehr viele Umstände berücksichtigt werden, daß die Reduktion sehr kompliziert wird, obwohl alles in übersichtlichen Tabellen niedergelegt ist. Außerdem ist die Reduktion viel zu genau durchgeführt. Dies hat Th. Niethammer erkannt\*\*). Er hat die Methode von Hayford einfacher gestaltet, aber das Prinzip ist dasselbe geblieben.

Deshalb möchte ich vorschlagen, den allgemein üblichen Weg zu gehen und den beobachteten Schwerewert zu reduzieren. Durch die früher angewandten Reduktionen (Geländerreduktion, FAYESCHE Reduktion usw.) ist schon so weit vorgearbeitet, daß nunmehr für den letzten Schritt einfache Verhältnisse vorliegen. Die Methode von Niethammer ist dann gut anwendbar\*\*\*) und gestaltet die Durchführung der Reduktion so bequem wie möglich. Außerdem hat dieser Weg noch den Vorteil, daß die früheren Reduktionen benutzt werden und daher Vergleiche zwischen ihren Ergebnissen möglich sind, was bei der Methode von Hayford und Niethammer wegfällt, so daß dann auch noch die anderen Reduktionen gesondert berechnet werden müssen.

Da Niethammer als mittlere Dichte der Erdrinde 2,7 annimmt, habe ich alle im folgenden in Betracht kommenden Zahlen für die Dichte 2,4 umgerechnet. Sonst folge ich genau Niethammer, l. c. (wo sich auch die Zahlen für die Dichte 2,7 befinden).

Nach Ausführung der Bouguerschen Reduktion handelt es sich darum, die in NN kondensierte Schicht gleichmäßig bis zur Ausgleichstiefe zu verteilen. Zu diesem Zwecke teilt man die Erdoberfläche durch einen Kreis um den Beobachtungsort mit einem Radius von 194 km in zwei Teile. Zuerst soll das Innengebiet betrachtet werden. Die kondensierte Schicht ist schon durch die Bouguersche Reduktion abgehoben. Es ist also nur noch die Korrektur in der Rindenmasse auszuführen. Hierzu wird das Gebiet durch Kreise in Ringe zerlegt und jeder Ring durch acht Radien in acht unter sich gleiche Sektoren.

---

\*) Hayford and Bowie: The effect of topography and isostatic compensation upon the intensity of gravity, Coast and geodetic survey. Spec. public. Washington 1912, No. 10.

\*\*) Th. Niethammer: Zur Theorie der isostatischen Reduktion der Schwerebestimmung. Verhandl. d. Naturforscherges. Basel 28, 206 (1917).

\*\*\*) d. h. nur seine Rechenmethode. Die Formeln bleiben dieselben, doch kehren sich alle Vorzeichen um.



Die Kreise sind so ausgewählt, daß (bei der mittleren Dichte 2,4 und der Ausgleichtiefe 120 km) der Betrag, den jeder Sektor zur Korrektion liefert, gleich

$$h \cdot 10^{-6} \text{ cm. sec}^{-2} \quad (h \text{ in Metern})$$

ist, wenn  $h$  die mittlere Höhe in diesem Sektor bedeutet. Die äußeren Radien der einzelnen Zonen sind (auf Kilometer abgerundet):

Zone I . . . .	10 km	Zone VI . . . .	83 km
" II . . . .	21 "	" VII . . . .	109 "
" III . . . .	33 "	" VIII . . . .	143 "
" IV . . . .	47 "	" IX . . . .	194 "
" V . . . .	64 "		

Der Einfluß der Erdkrümmung ist so gering, daß er unbeachtet bleiben kann. Ferner braucht nicht, wie bei Niethammer, die Stationshöhe berücksichtigt zu werden, da durch die Fayesche Reduktion der Beobachtungsort in NN verlegt worden ist. Wenn die Gesteinsdichte  $\sigma$  am Beobachtungsort erheblich von 2,4 abweicht, ist das Ergebnis der Zone I (eventuell auch der nächsten Zonen) mit  $\sigma/2,4$  zu multiplizieren.

Im Außengebiet muß die Erdkrümmung berücksichtigt werden. Deshalb ist hier die Reliefmasse durch die Bouguersche Reduktion noch nicht beseitigt, denn das ist nur der Fall, solange die kondensierte Schicht als eben angesehen werden kann. Unter Berücksichtigung dieses Umstandes hat Niethammer die Korrektion berechnet, wobei er annahm, daß die Beobachtungsstation in NN liegt und die Reliefmasse in NN kondensiert ist\*). Ersteres ist durch die Fayesche Reduktion erfüllt, letzteres hat keinen großen Einfluß auf das Ergebnis, ist also zulässig. — Wieder werden Ringzonen gebildet, deren jede durch  $n$  Radien in  $n$  Sektoren geteilt wird. Die Zonen sind so gewählt, daß der Einfluß jedes Sektors auf die Korrektion gleich

$$h \cdot 10^{-x} \text{ cm. sec}^{-2} \quad (h \text{ in Metern})$$

ist, wenn  $h$  wieder die mittlere Höhe in dem betreffenden Sektor bedeutet. Hierfür gilt folgende Tabelle:

Zone	Äußerer Radius	$n$	$x$	Zone	Äußerer Radius	$n$	$x$
1**)	40 15'***)	16	6	7	105°	16	8
2	12	8	6	8	139	16	8
3	18	16	7	9	155 30'	4	8
4	37	16	7	10	167	16	9
5	71	8	7	11	180	8	9
6	85	16	8				

Die innerste Grenze, 194 km, entspricht 1° 45'.

\*) Dies ist durch die Fayesche Reduktion für das Außengebiet nicht erfüllt, da diese Reduktion bei Berücksichtigung der Krümmung nicht mehr eine Kondensationsreduktion ist.

\*\*) Die Zonen sind hier in umgekehrter Richtung gezählt wie bei Niethammer.

\*\*\*) Auf  $\frac{1}{4}^0$  abgerundet.

Eine einfache Übersichtsrechnung zeigt, daß die Wirkung der Zonen 6 bis 11 stets unter der Fehlergrenze liegt; meist sind auch noch die Zonen 4 und 5 zu vernachlässigen, doch bedarf dies jedesmal besonderer Prüfung.

Bisher wurden nur die Kontinente berücksichtigt. Für die Ozeane hat Niethammer (l. c.) berechnet, daß man dasselbe Zonensystem benutzen kann, wenn man die Korrektur mit  $\frac{\varrho_w - \varrho}{\varrho}$  multipliziert ( $\varrho_w$  = Dichte des Meerwassers,  $\varrho$  = mittlere Dichte der Erdkruste\*). Für  $\varrho_w = 1,03$  und  $\varrho = 2,4$  ergibt sich hierfür  $-0,57$ \*\*).

Im Innengebiet muß noch für das Meer eine dem Bouguerschen Verfahren analoge Reduktion vorgenommen werden. Da der Ozean nicht kondensiert worden ist, führt man diese Reduktion am praktischsten genau wie die Geländereduktion durch, wobei man  $\varrho = 2,4$  setzt. Dann muß man das Ergebnis mit  $+0,57$  multiplizieren, damit das Vorzeichen richtig herauskommt (da es sich um Ersatz des Wassers durch schwereres Gestein handelt, muß die Korrektur positiv sein).

Dieses Verfahren geht so vor sich, daß man zuerst so tut, als ob sich an Stelle des Meeres Luft befände, und durch die Geländereduktion auf NN einebnet (eigentlich auf die Höhe des Beobachtungsortes; dieser ist aber in NN verlegt worden. Bei Ausführung der Geländereduktion ist die Reliefmasse dann als kondensiert anzusehen, d. h. mit der Oberfläche in NN). Zuletzt kommt dann die Multiplikation mit  $0,57$ , wodurch die Anwesenheit des Wassers berücksichtigt wird.

Darauf wird die Reduktion von Niethammer in der vorher beschriebenen Weise weitergeführt.

Ist  $h^2/68$  wesentlich größer als  $194000$  m, was eintritt, wenn  $h$  ungefähr  $3500$  m übersteigt, so ist die Methode von Niethammer nicht in der oben beschriebenen Form anwendbar, da dann die durch die Bouguersche Reduktion beseitigte Reliefmasse auch einen Teil des Außengebietes überdeckt. Man kann dann folgendermaßen vorgehen:

Zuerst führt man die Geländereduktion durch, und zwar wenn nötig bis zu einem Umkreis von  $194$  km (in der Praxis wird man meist mit einer weit kleineren Umgebung auskommen).

Dann beseitigt man die Reliefmasse des Innengebietes, wozu nunmehr die Bouguersche Reduktion in der üblichen Form nicht zu brauchen ist. Ist  $\varrho$  die Gesteinsdichte am Beobachtungsort, so hat diese Korrektur den Wert

$$-\varrho \cdot f,$$

\*)  $h$  ist dann die mittlere Tiefe des Ozeans in dem betreffenden Sektor.

\*\*) Eigentlich ist hieran noch eine kleine Korrektur anzubringen, doch ist dies ohne merklichen Einfluß.

wobei man  $f$ , das von  $h$  allein abhängt, aus folgender Tabelle entnimmt:

$h$ (in Metern)	$f^*$	$h$ (in Metern)	$f^*$
3500	0,1453	6500	0,2678
4000	0,1659	7000	0,2880
4500	0,1864	7500	0,3081
5000	0,2068	8000	0,3282
5500	0,2272	8500	0,3483
6000	0,2475	9000	0,3683

Die  $f$ -Werte für dazwischenliegende  $h$  kann man durch lineare Interpolation erhalten. Die Genauigkeit ist groß genug.

Führt man jetzt noch die FAYESCHE Reduktion durch, so erhält man den Bouguerschen Wert  $g_0''$ .

Um  $g_{00}''$  und  $g_{00}'''$  zu berechnen, verfährt man mit  $g_0''$  so, wie es oben beschrieben wurde, da jetzt alle Voraussetzungen für die Formeln von NIETHAMMER erfüllt sind. —  $g_0'$  muß gesondert berechnet werden, entweder nach der gewöhnlichen Methode oder aus  $g_0''$  durch die Bouguersche Reduktion mit positivem Vorzeichen.

Zum Schluß soll an einem einfachen Beispiel die Brauchbarkeit der oben beschriebenen Methode von NIETHAMMER gezeigt werden. Es soll, von dem Normalzustand der Erde ausgehend, die ganze Erdoberfläche gemäß der PRATTschen Hypothese bis zur Höhe  $h = 1000$  m herausgehoben werden. Dann sieht man leicht ein, daß sich  $g_{00}''$  von  $g_0'$  nicht unterscheidet (da die beiden entsprechenden Zustände der Erdrinde durch konzentrische Verlagerung ganzer Kugelschalen ineinander übergehen). Die Reduktion muß also den Wert 0 haben. Die Durchrechnung liefert dann\*\*):

Bouguersche Reduktion . . . . .	— 0,0997
Korrektion im Innengebiet . . . . .	+ 0,072
Korrektion im Außengebiet . . . . .	+ 0,0285
	<hr/>
	+ 0,0008

Dies stimmt mit dem geforderten Ergebnis mehr wie hinreichend überein.

\*) Die  $f$ -Werte sind errechnet nach der Formel für die Schwerewirkung eines Kreiszylinders auf den Mittelpunkt der Deckfläche. Vgl. F. R. HELMERT: Höhere Geodäsie 2, 3. Kap., § 2.

\*\*) Hierbei wurden im Außengebiet alle Zonen berücksichtigt. Vernachlässigt man die letzten, so liegt die Abweichung immer noch innerhalb der zulässigen Fehlergrenze ( $0.005 \text{ cm} \cdot \text{sec}^{-2}$ ).

# Vorträge, gehalten auf der VI. Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

vom 26. bis 28. September 1927 in Frankfurt a. M.

## Veranschaulichung beobachteter Perioden und ihrer Genauigkeit.

Von **J. Bartels**, Berlin-Eberswalde. (Mit neun Abbildungen.)

Zur Veranschaulichung und zum Vergleich geophysikalischer Perioden gleicher Länge wird eine einfache Form des Vektordiagramms vorgeschlagen, die sowohl Amplitude wie den Eintritt des Maximums anzeigt. Mehrere Beispiele für diese „Periodenuhr“ werden besprochen und Formeln zur Abschätzung der Fehler beobachteter Perioden abgeleitet. Die graphische Darstellung der Genauigkeit benutzt den wahrscheinlichen Fehlerkreis.

**1. Zweck.** Beim Vergleich von Sinusperioden gleicher Schwingungsdauer werden oft Amplituden und Phasen getrennt betrachtet. Der Nachteil dieses Verfahrens liegt u. a. darin, daß die Phasenänderung bei relativ kleinen Amplituden keine Rolle mehr spielt. Dem Charakter der Sinuswellen entspricht es besser, Diagramme zu verwenden, in denen die Perioden als Vektoren erscheinen. Diese Methode wird vielfach verwendet, z. B. in der Wechselstromtechnik. Anwendungen auf geophysikalische Perioden finden sich dagegen verhältnismäßig selten [z. B. Whipple<sup>1)</sup>, W. Schmidt<sup>2)</sup>, S. Chapman<sup>3)</sup>]. Eine einfache Form des Vektordiagramms, die man als Periodenuhr bezeichnen kann, soll deshalb hier besprochen werden. Dieselben Sätze, die dem Periodogramm zugrunde liegen, gestatten auch, die Genauigkeit von Perioden fester, vorgegebener Länge abzuschätzen und über ihre Realität zu entscheiden.

**2. Die Periodenuhr.** Eine Periode der Länge  $T = 2\pi/n$  sei gegeben durch

$$a_n \cos nt + b_n \sin nt = c_n \sin(nt + \alpha_n) \dots \dots \dots (1)$$

Die Periodenuhr ist ein Diagramm, in dem  $a_n$  (nach oben) und  $b_n$  (nach rechts) die rechtwinkligen Komponenten eines ebenen Vektors  $c_n$  sind. Folglich sind  $c_n$  (die Länge von  $c_n$ ) und  $\alpha_n$  (das Azimut gegen die  $b_n$ -Achse, entgegengesetzt dem Uhrzeiger) die Polarkoordinaten von  $c_n$  (Fig. 1). Das Maximum tritt ein, wenn  $(nt + \alpha_n) = \pi/2$  ist, also für  $t_m = (\pi/2 - \alpha_n)/n = T\left(\frac{1}{4} - \frac{\alpha}{2\pi}\right)$ ; d. h. für  $\alpha_n = 0$  um  $t_m = T/4$ , für  $\alpha_n = 90^\circ$  um  $t_m = 0$  usw. Das Netz der Periodenuhr besteht aus konzentrischen Kreisen um den Mittelpunkt, die die

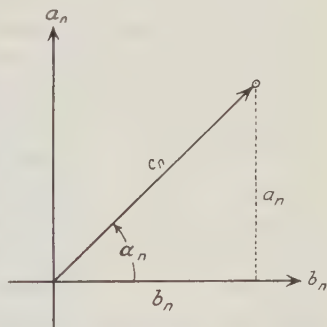


Fig. 1. Schema zur Periodenuhr.



Punkte mit gleicher Amplitude  $c_n$  verbinden, und Strahlen vom Nullpunkt aus, bezeichnet durch die Zeit des Maximums von Perioden, deren Vektoren der betreffenden Richtung parallel sind. Die Kreise können auch durch einen Maßstab ersetzt werden. Jede einzelne Periode wird in diesem Netze durch einen festen Punkt gekennzeichnet, nämlich den Endpunkt ihres Schwingungsvektors. Die Verbindung zweier Punkte ist der Vektor der Differenz der entsprechenden

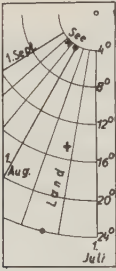


Fig. 2.

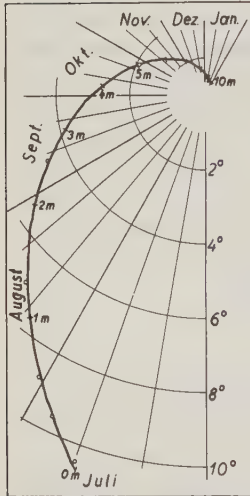


Fig. 3.

Perioden. Superposition von Schwingungen derselben Periodenlänge  $T$  ist nach (1) äquivalent mit geometrischer Addition der entsprechenden Vektoren.

Für  $T = 12$  Stunden entspricht die Randbezeichnung genau dem Zifferblatt einer gewöhnlichen Uhr; der Vektor entspricht dem Stundenzeiger, der auf die Stunde des Maximums der Periode weist und zugleich durch seine Länge die Amplitude veranschaulicht. Im allgemeinen Falle denkt man sich Uhren, deren Zifferblatt nach Bruchteilen von  $T$  geteilt ist.

Übrigens läßt sich  $c_n \sin(nt + \alpha_n)$  als imaginärer Teil der Exponentialfunktion

$$c_n \cdot e^{i(nt + \alpha_n)} = c_n e^{i\alpha_n} e^{int} = (b_n + i a_n) e^{int} \quad (2)$$

auffassen, so daß man die Periodenuhr als eine graphische Darstellung der komplexen Amplitude  $(b_n + i a_n)$  ansehen kann. Superposition von Schwingungen bedeutet dann graphische Addition komplexer Zahlen. — Die sonst übliche<sup>4)</sup> Darstellung von Schwingungen stellt den ganzen Vektor in (2) einschließlich des Zeitfaktors dar, ergibt also Kreise oder Spiralen für ungedämpfte oder gedämpfte Schwingungen. Die Periodenuhr stellt von diesen Kurven nur einen Punkt, den für die Zeit  $t = 0$ , dar, was für den Vergleich ungedämpfter Perioden genügt.

**3. Beispiele.** Diese sind meist mit Rücksicht auf den folgenden Aufsatz „Gezeitenerscheinungen in der Atmosphäre“ ausgewählt.

a)<sup>5)</sup> (Fig. 2.) Jährliche Periode der Lufttemperatur im Land- und Seeklima unter der nördlichen Breite von etwa  $40^\circ$  (Kreuze) und  $60^\circ$  (Punkte).

b)<sup>6)</sup> (Fig. 3.) Ganzjährige Periode der Bodentemperatur in Königsberg in verschiedenen Tiefen von der Oberfläche (0 m) bis 10 m. Beobachtete Werte (Tiefen 1 Zoll und 1, 2, 4, 8, 16 Fuß, wobei 1 Fuß = 0.314 m) als Punkte eingetragen. Die Ausgleichung ergibt die bekannte logarithmische Spirale: Mit zunehmender Tiefe gleichförmige Verspätung der Extreme und exponentielle Abnahme der Amplitude. — W. Schmidt<sup>2)</sup> hat eine ähnliche Darstellung für den täglichen Temperaturgang als Summe Strahlungs- + Leitungsglied gegeben.

c) <sup>7)</sup> <sup>8)</sup> <sup>9)</sup> (Fig. 4.) Jahresmittel der halbtägigen Schwankung des Luftdrucks an Stationen nördlich von 70° N (○) und südlich von 65° S (+). Nach Ortszeit (links) sind die Maxima scheinbar regellos über den Halbttag verteilt; nach Weltzeit (rechts) dagegen ordnen sie sich alle um 11.5 Uhr mittl. Greenw. Zeit. Darin äußert sich die zwölfstündige zonale stehende Schwingung der Atmosphäre. — Eine Darstellung der ganztägigen Periode des lufterlektrischen Potentialgefälles über dem Meere würde ähnlich aussehen.

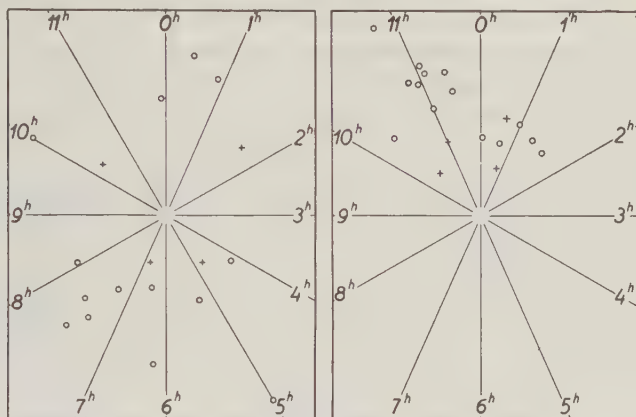


Fig. 4. Periodenuhr für die halbtägige Druckwelle, links nach Ortszeit, rechts nach Weltzeit. Das Jahresmittel jeder Station ist durch einen Punkt gekennzeichnet, dessen Abstand vom Nullpunkt die Amplitude angibt (1 cm der Zeichnung entspricht einer Amplitude von  $c_2 = 0.05$  mm Druck), während die Lage des Punktes in bezug auf die Strahlen vom Nullpunkt aus die Eintrittszeit des Maximums der Welle anzeigt.

**4. Fehlerbestimmung <sup>10)</sup>.** Jedem Vektor  $c$ , der aus Beobachtungen abgeleitet ist, kommt eine gewisse Ungenauigkeit zu. Liegen mehrere unabhängig bestimmte Werte  $c^{(1)}, c^{(2)}, \dots, c^{(k)}$  vor, so kann man die vektoriell gebildeten Abweichungen vom mittleren Vektor  $\bar{c}$  als „Fehler“  $f^{(v)} = c^{(v)} - \bar{c}$  deuten. In den meisten Fällen ist die Annahme zulässig, daß jeder Fehler  $f^{(v)}$  eine Summe von sehr vielen kleinen vektoriellen Elementarfehlern ist, von denen vorausgesetzt wird, daß sie nach allen Richtungen der Ebene gleichmäßig und von gleicher Größenordnung auftreten. Dann gilt für den absoluten Wert  $f^{(v)}$  von  $f^{(v)}$  folgendes asymptotische ( $k \rightarrow \infty$ ) Gesetz: Die Wahrscheinlichkeit, daß  $f^{(v)}$  zwischen  $f$  und  $(f + df)$  liegt, ist unabhängig von der Richtung von  $f^{(v)}$  und gleich

$$\Phi(f) df = \frac{2}{\mu^2} e^{-f^2/\mu^2} f df \dots \dots \dots (3)$$

Man bestätigt leicht, daß  $\int_0^\infty \Phi(f) \cdot f^2 \cdot df = \mu^2$ , also  $\mu$  die im gewöhnlichen Sinne gebildete mittlere Abweichung der  $f$  bedeutet.

Dieses Gesetz bildet bekanntlich auch die Grundlage des Schusterschen Periodogramms, wobei übrigens die Elementarfehler von gleicher absoluter Größe vorausgesetzt werden, was jedoch unwesentlich ist<sup>11)</sup>. Nach Rayleigh<sup>12)</sup> liegt die Resultante von  $N$  Schwingungen gleicher Amplitude 1 und willkürlicher Phase mit der asymptotischen Wahrscheinlichkeit

$$w(s) ds = \frac{2}{N} e^{-s^2/N} s ds \dots \dots \dots (4)$$

zwischen  $s$  und  $(s + ds)$ ; mit  $\mu = \sqrt{N}$  geht (4) in (3) über. — Äquivalent ist natürlich folgende geometrische Fassung der Aufgabe [K. Pearson, G. Pólya<sup>13)</sup>]: Jemand geht von einem Punkte aus 1 m in gerader Linie; dann wendet er sich aufs Geratewohl um einen gewissen Winkel, ohne irgend eine Richtung auszuzeichnen, und geht wieder 1 m geradlinig vorwärts usw. Wie groß ist die Wahrscheinlichkeit, daß er sich am Ende seiner „Irrfahrt“ in der Entfernung  $s$  bis  $(s + ds)$  vom Ausgangspunkt befindet? — Den allgemeineren wahrscheinlichkeitstheoretischen Satz von Markoff hat M. v. Laue<sup>14)</sup> auf die Strahlungstheorie angewendet.

Nach (3) sind auf konzentrischen Kreisen um den Endpunkt von  $\zeta$  die Wahrscheinlichkeiten für die Endpunkte von  $\zeta + \mathfrak{f}^{(1)} = c^{(1)}$  gleich groß. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Punkt außerhalb des Kreises mit dem Radius  $f_0$  liegt, ergibt sich durch Integration von (3) zu

$$\Theta(f_0) = e^{-f_0^2/\mu^2} \dots \dots \dots (5)$$

$\Theta$	$f_0/\mu$	$\Theta$	$f_0/\mu$
1.0	0	0.1	1.517
0.9	0.325	$10^{-2}$	2.146
0.8	0.472	$10^{-3}$	2.628
0.7	0.597	$10^{-4}$	3.035
0.6	0.715	$10^{-5}$	3.393
<b>0.5</b>	<b>0.833</b>	$10^{-6}$	3.717
0.4	0.957	$10^{-9}$	4.552
0.3	1.097	0	$\infty$
0.2	1.269		

Die nebenstehende Tabelle gibt die zu runden Werten von  $\Theta$  gehörigen Werte  $f_0/\mu$ . Die Kreise mit den zu  $\Theta = 1.0, 0.9, 0.8, \dots 0.0$  gehörigen Werten von  $f_0$  teilen die Ebene in 10 Gebiete, die gleichviele Punkte enthalten, falls (3) streng erfüllt ist. Die Innen- und

Außenflächen des wahrscheinlichen Fehlerkreises mit dem Radius  $\omega = 0.833 \mu$  haben die gleiche Gesamtwahrscheinlichkeit 0.5. — Aus (3) findet man den durchschnittlichen Fehler zu

$$\delta = \int_0^\infty \Phi(f) \cdot f df = \frac{1}{2} \sqrt{\pi} \mu = 0.886 \mu \dots \dots \dots (6)$$

Der Unterschied der hier betrachteten ebenen Fehlerverteilung gegen die übliche Gaußsche Verteilung, die sich auf lineare Fehler bezieht, ist schon durch (3) ausgedrückt. Große Fehler im Verhältnis zu  $\mu$  sind im ebenen Falle seltener als im linearen. Die Tabelle zeigt z. B., daß  $3.72 \mu$  im ebenen Falle erst einmal unter  $10^6$  Beobachtungen erreicht werden, im linearen Falle dagegen schon bei 5000 Beobachtungen.

**5. Beziehungen zum Periodogramm.** (5) gibt den unmittelbaren Anschluß an den Expektanzbegriff von A. Schuster<sup>15)</sup>, und zwar für beide Formen des Periodogramms. In der ersten, bekannteren Form<sup>16)</sup> werden die Amplituden  $R$  als Funktion der Periodenlänge  $T$  aufgetragen, in der zweiten, verbesserten Form wird  $R^2$  als Ordinate benutzt. Die Expektanz ist im ersten Falle gleich dem gewöhnlichen Mittel der  $R$  ( $E_1 = \sum R/N$ ), im zweiten gleich dem Mittel der  $R^2$  ( $E_2 = \sum R^2/N$ ). Formal ist es gleichgültig, ob die einzelnen  $R$  für Perioden gelten, deren Längen (wie hier) gleich oder (wie bei Schuster) verschieden sind.  $E_1$  und  $\delta$ , sowie  $E_2$  und  $\mu^2$  sind also äquivalent, und nach (6) ist  $E_1^2 = E_2 \cdot \pi/4$ . (5) gibt also für die Wahrscheinlichkeit, daß  $R > \kappa_1 E_1$ , den Wert  $e^{-\kappa_1^2 \cdot \pi/4}$ , und daß  $R^2 > \kappa_2 E_2$ , den Wert  $e^{-\kappa_2}$ , d. h. die wahrscheinlichkeitstheoretischen Grundformeln für die Methode des Periodogramms.

**6. Anwendung.** Praktisch wird man aus den gegebenen Daten zunächst einen Wert für den mittleren Fehler  $\mu$  ableiten, indem man das Mittel  $\mathfrak{C}$ , die Fehler  $f^{(v)}$  und schließlich  $\mu$  aus  $\mu^2 = \sum f^{(v)2}/k$  berechnet.  $\mu$  regelt die Verteilung der Einzelwerte  $c^{(v)}$  in bezug auf  $\mathfrak{C}$ . Ist  $\mathfrak{C}$  das Mittel aus  $k$  Einzelwerten, so ist der mittlere Fehler von  $\mathfrak{C}$  gleich  $m = \mu/\sqrt{k}$ ; die Formel (3), mit  $m$  statt  $\mu$ , bestimmt dann die Wahrscheinlichkeit, daß der wahre Wert von  $\mathfrak{C}$  um  $f$  von dem berechneten entfernt liegt. Wie bei jeder Fehlerbestimmung ist es natürlich erforderlich, daß eine größere Zahl  $k$  von Werten für denselben gesuchten Vektor  $\mathfrak{C}$  vorliegt; am einfachsten verschafft man sich diese durch Unterteilung des Materials, wobei man bis zur einzelnen Periode hinabgehen kann.  $k$  wird so groß angenommen, daß der Unterschied zwischen  $k$  und  $(k-1)$  vernachlässigt werden kann. — Haben die  $c^{(v)}$  ungleiches Gewicht — z. B. tägliche Perioden, die aus verschiedenen Anzahlen von Tagen gewonnen sind —, so muß man bei der Berechnung von  $\mu$  die bekannten Gesetze der Fehlerfortpflanzung beachten, etwa einen Einheitsfehler für eine einzelne Periode einführen. Für Überschlagsrechnungen genügt es, den durchschnittlichen Fehler  $\delta$  zu berechnen.

Anschaulich wird die Genauigkeit des Vektors  $\mathfrak{C}$  durch einen Kreis um seinen Endpunkt dargestellt, zusammen mit der Angabe der Wahrscheinlichkeit  $\Theta$ , daß der wahre Wert von  $\mathfrak{C}$  außerhalb dieses Kreises liegt. Für  $\Theta = 1/2$  ist der Radius gleich 0.833  $m$ , für  $\Theta = 1/4$  ist er gleich 1.178  $m$  usw., entsprechend der Tabelle. Wenn  $|\mathfrak{C}|$  kleiner oder nicht wesentlich größer als  $m$  ist, so fällt der Ausgangspunkt in den wahrscheinlichen Fehlerkreis oder in seine Nähe; das deutet darauf hin, daß  $\mathfrak{C}$  nur unsicher bestimmt und der berechnete Wert nicht reell ist. Setzt man die Wahrscheinlichkeit, daß  $\mathfrak{C}$  nicht reell ist, gleich derjenigen, daß  $|\mathfrak{C}| > m$ , so ergibt sie sich aus der Tabelle, wenn  $|\mathfrak{C}|/m$  für  $f_0/\mu$  gesetzt wird.

Für den speziellen Fall, daß  $m$  klein gegen  $|\mathfrak{C}|$  ist, gelten näherungsweise die Formeln von H. Rauschelbach<sup>17)</sup> für die mittleren Fehler der Amplitude



und der Phase von  $\zeta$ ; diese Formeln verlieren ihren Sinn, wenn  $m$  und  $|\zeta|$  von gleicher Größenordnung sind.

Ob die Annahme der zufälligen Natur der Fehler berechtigt ist, wird in jedem Falle besonders zu entscheiden sein. Meist wird eine graphische Darstellung der Einzelwerte genügen. Ist deren Streuung nicht kreisförmig, sondern nach gewissen Richtungen gestreckt, so müssen Fehlerellipsen<sup>10)</sup> betrachtet werden; im allgemeinen werden dann aber Betrachtungen über die Ursache der Asymmetrie nötig sein [vgl. Beispiele f), g)].

**7. Weitere Beispiele.** d)<sup>10)</sup> (Fig. 5.) Lunare halbtägige Schwankung des Luftdrucks in Batavia in den 40 einzelnen Jahren 1866 bis 1905. Mondstunden 0<sup>s</sup> (Kulmination), 1<sup>s</sup>, 2<sup>s</sup>, ...; Amplituden in Millimeter Quecksilber. Um das 40jährige Mittel ist der wahrscheinliche Fehlerkreis gezeichnet, bezogen auf die Fehlerwahrscheinlichkeit eines einzelnen Jahresmittels (Radius  $\omega = 0.833 \mu$  in unserer Bezeichnung); wenn man die Genauigkeit des Mittels selbst darstellen wollte, müßte der Radius  $1/\sqrt{40} = 0.158$  mal verkleinert werden. Die Abweichungen der Einzelwerte vom Mittel sind in der Tat überwiegend durch Einflüsse

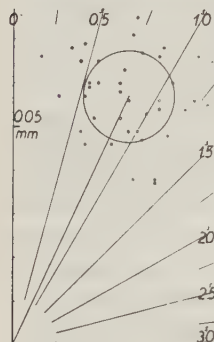


Fig. 5.

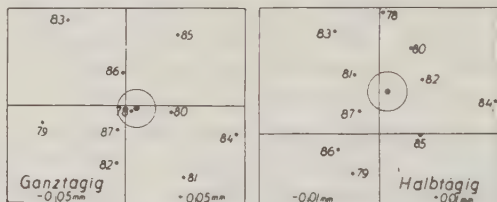


Fig. 6.

zufälliger Natur bedingt. Das zeigt sich auch darin, daß 18 Punkte innerhalb, 22 außerhalb des Fehlerkreises liegen, was wenig von der theoretischen Zahl 20 abweicht. Unter 40 Fällen dürfte nach (5) einmal  $1.92 \mu$  erreicht werden; tatsächlich beträgt der größte Fehler im vorliegenden Beispiel nur  $1.76 \mu$ .

e)<sup>10)</sup> (Fig. 6.) Ganz- und halbtägige lunare Druckwellen in Keitum (Nordseeinsel Sylt; 54.9° N, 8.4° E) in den 10 einzelnen Jahren 1878 bis 1887. Der Maßstab ist rechts fünfmal größer als links. Für die 10jährigen Mittel sind die wahrscheinlichen Fehlerkreise eingezeichnet. Der verschiedene Grad der Sicherheit der ganz- und halbtägigen Komponenten äußert sich darin, daß dieser Kreis links noch den Nullpunkt einschließt, rechts dagegen ganz außerhalb liegt. Die Wahrscheinlichkeit, daß der Fehler des Mittelwertes größer ist als dessen Amplitude, ist 0.79 für die ganztägige, dagegen nur 0.037 für die halbtägige Welle. Die ganztägige Welle kann also als bloßes Rechenergebnis gedeutet werden, während die halbtägige Welle mit ziemlicher Sicherheit als reell betrachtet werden kann. Ganz deutlich wird das allerdings erst bei der

66 jährigen Reihe für den montentägigen Gang in Potsdam und Hamburg<sup>10)</sup>. Dort wird im Mittel für die gantztägige Welle die Amplitude  $c_1 = 54$ , ihr mittlerer Fehler  $m_1 = 56$ ; entsprechend für die halbtägige Welle  $c_2 = 107$ ,  $m_2 = 19$  (Einheit  $10^{-4}$  mm Quecksilber). Daraus berechnen sich die Wahrscheinlichkeiten für Nichtrealität, in demselben Sinne wie in (6), zu 0.4 (gantztägig) und  $10^{-13}$  (halbtägig). Trotz der gleichen Größenordnung für  $c_1$  und  $c_2$  ist die Sicherheit beider Wellen also grundverschieden.

f) <sup>18)</sup> (Fig. 7.) 24stündige Druckwellen in den 120 Einzelmonaten Mai, Juni, Juli, August 1893 bis 1922 in Potsdam. Die Figur ist deutlich in der Richtung des mittleren Vektors gestreckt. Solche unsymmetrischen Fehlerverteilungen werden, wie erwähnt, durch Fehlerellipsen dargestellt, deren Achsenverhältnis hier rund 1.4 wäre. Die Ursache für die Asymmetrie der Streuung ist darin zu finden, daß die Amplitude der 24stündigen Druckwelle an heiteren Tagen verstärkt ist, an trüben Tagen dagegen verschwindet, während die Phase konstant bleibt. Infolgedessen wird auch das Monatsmittel von dem

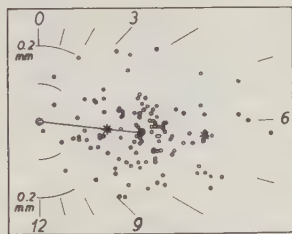


Fig. 7.

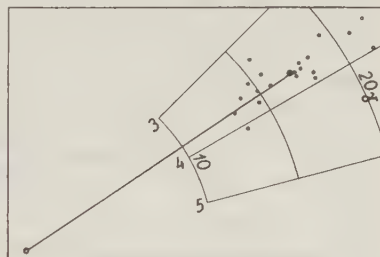


Fig. 8.

Witterungscharakter abhängen, der etwa durch die periodische Amplitude  $A$  der Lufttemperatur gekennzeichnet sei. Für jeden Monat (z. B. Mai) wurden je fünf mit den höchsten und niedrigsten  $A$  aus den 30 Jahren ausgesucht; die Mittel dieser je 20 Monate sind in Fig. 7 durch Sterne \* gekennzeichnet und bestätigen das Gesagte. Die Amplituden der 24stündigen Druckwelle im Mittel der heiteren und trüben Monate sind 0.43 und 0.18 mm, also stärker verschieden als die Temperaturamplituden  $A$  in denselben Monaten (11.0 und  $7.1^\circ\text{C}$ ). — Die Verteilung der 120 Punkte kommt durch Überlagerung der unregelmäßigen und der systematischen Einflüsse zustande; erstere bewirken kreisförmige, letztere lineare, beide zusammen elliptische Verteilung.

g) (Fig. 8). 24stündige Welle im täglichen Gang der erdmagnetischen Ostkomponente zu Potsdam, Sommermittel (April–September) der 20 einzelnen Jahre 1905 bis 1924. Die systematische Abweichung von der kreisförmigen Verteilung ist hier noch deutlicher als im vorigen Beispiel. Sie ist natürlich durch die Abhängigkeit von der Sonnentätigkeit bedingt.

h) (Fig. 9). Jährliche Veränderung der ganz-, halb- und dritteltägigen Wellen des Luftdrucks (oben) und der Lufttemperatur (unten). Potsdam,

Mittel 1893 bis 1922. Für jeden Monat (römische Ziffern. I = Januar usw., einige Ziffern sind ausgelassen, um die Zeichnung nicht zu überlasten) ist ein Punkt eingetragen, der die Welle repräsentiert; die Punkte für die anschließenden Monate sind miteinander verbunden. Die Kreise, die die Unsicherheit der 30 jährigen Mittel der Druckwellen darstellen, schließen mit der Wahrscheinlichkeit  $\frac{3}{4}$  die wahren Punkte ein; bei der ganztägigen Druckwelle sind sie für die Sommermonate aus dem unter f) genannten Grunde nicht gezeichnet. Bei den halbtägigen Wellen liegt der Nullpunkt außerhalb des dargestellten Ausschnittes aus dem Polarkoordinatensystem der Periodenuhr. Bei den dritteltägigen Wellen gilt das Maximum für die erste Periode am Tage. Alle Maxima nach wahrer Ortszeit.

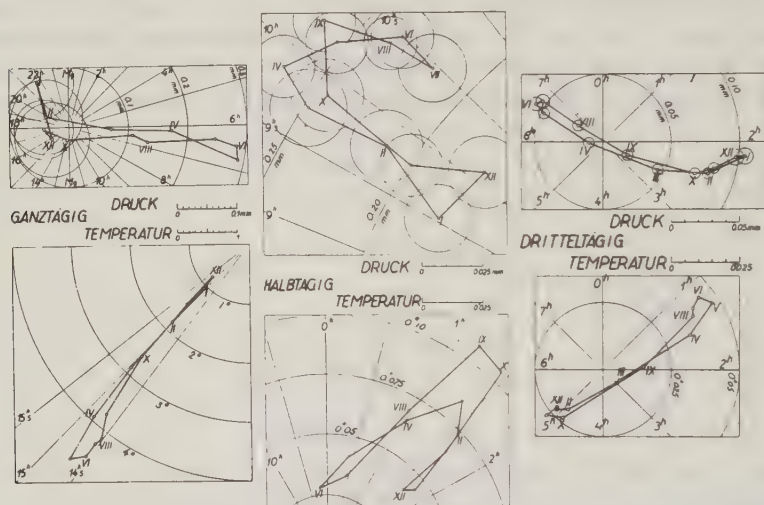


Fig. 9.

Charakteristische Erscheinungen sind: Ganztägig: Konstanz der Phasen, Maxima der Amplituden im Sommer, unsichere Winterdruckwerte. Halbtägig: Konstanz der Phasen, Maxima der Amplituden zur Zeit der Äquinoktien. Dritteltagig: Phasenumschlag vom Sommer zum Winter, Maxima der Amplituden zur Zeit der Solstitien.

Die Sicherheit der Druckwellen wächst mit abnehmender Periodenlänge. Die wahrscheinlichen Fehler der 24-, 12-, 8- und 6 stündigen Wellen verhalten sich im Durchschnitt wie 101 : 27 : 13 : 10. Angenähert kann man für den wahrscheinlichen Fehler der aus einem einzelnen Tage (!) berechneten Periode setzen 1.11, 0.30, 0.14 und 0.11 mm, woraus man, durch Division mit  $\sqrt{n}$ , einen Anhalt für die Beurteilung der Genauigkeit erhält, falls mittlere Druckwellen aus  $n$  Tagen an mitteleuropäischen Stationen betrachtet werden.

### Literatur.

- 1) F. J. W. Whipple: Quart. Journ. R. Meteorol. Soc. **43**, 282, London 1917.
- 2) W. Schmidt: Meteorol. Zeitschr. **37**, 49, 1920; Der Massenaustausch ..., Hamburg 1925, S. 23.
- 3) S. Chapman: Quart. Journ. R. Meteorol. Soc. **45**, 134 (1919).
- 4) C. Runge: Graphische Methoden, Kap. I, § 5. Leipzig 1915.
- 5) J. Hann: Lehrb. d. Meteorol., 1926 (4. Aufl.), S. 99.
- 6) Ad. Schmidt: Phys.-Ökon. Ges. Königsberg. Schriften **32**, 121 (1891).
- 7) G. C. Simpson: Quart. Journ. R. Meteorol. Soc. **44**, 1 (1918).
- 8) E. Alt: Meteorol. Zeitschr. **26**, 145 (1909).
- 9) J. Bartels: Bericht über die Tätigk. d. Preuß. Meteorol. Inst. 1920—1923, S. 101.
- 10) Derselbe: Abhandl. d. Preuß. Meteorol. Inst. **8**, Nr. 9 (Veröffentl. Nr. 346), Berlin 1927.
- 11) E. Czuber: Theorie d. Beobachtungsfehler. Erster Teil, § 5. Leipzig 1891.
- 12) Lord Rayleigh: Phil. Mag. **10**, 73, London 1880.
- 13) G. Pólya: Mitt. d. Phys. Ges. Zürich **19**, 75 (1919).
- 14) M. v. Laue: Ann. d. Phys. (4) **47**, 853 (1915).
- 15) A. Schuster: Terrestr. Magnetism **3**, 13 (1899); Cambridge Phil. Trans. **18**, 110 (1899).
- 16) K. Stumpff: Analyse periodischer Vorgänge. Samml. geophys. Schriften, Nr. 6, Berlin 1927; V. Conrad: Meteorol. Zeitschr. **41**, 299, 389 (1924).
- 17) H. Rauschelbach: Ann. d. Hydrogr. **53**, 86, Hamburg 1925.
- 18) J. Bartels: Beitr. z. Phys. d. freien Atmosphäre **11**, 51 (1923). — Die Daten für das Beispiel f) entstammen einer (unveröffentlichten) harmonischen Analyse des täglichen Druckganges in Potsdam in den 360 einzelnen Monaten 1893 bis 1922.

---

## Über die Abhängigkeit der Schwerkraft vom Zwischenmedium.

Von Teodor Schlomka. — (Mit einer Abbildung.)

Bericht über einen neuen Gravitationsversuch. Erwartet wurde eine Abhängigkeit der Gravitation vom Zwischenmedium im Sinne einer Brechung der Schwerkraftlinien. Die bisherigen Messungen scheinen diese Annahme zu bestätigen.

Die bisherigen theoretischen und experimentellen Untersuchungen über die Abhängigkeit der Gravitation vom Zwischenmedium<sup>1) bis 7)</sup> sind in der Absicht angestellt worden, eine „Absorption der Schwerewirkung“ durch ein Zwischenmedium nachzuweisen. Auf die Frage nach einer etwa vorhandenen „Brechung der Gravitationskraftlinien“ geben diese Arbeiten jedoch keine Antwort.

Auf Grund gewisser theoretischer Überlegungen war ich vor über 5 Jahren zu der Überzeugung gekommen, daß eine solche „Brechung der Schwerkraftlinien“ vorhanden sein müsse. Die experimentelle Prüfung dieser Vermutung wurde mir jedoch erst im vergangenen Winter durch die Freundlichkeit der „Askaniawerke A.-G., Bambergwerk, Berlin-Friedenau“ ermöglicht; ich bin



dieser Firma (insbesondere Herrn A. Reinecke) für die leihweise Überlassung einer ihrer großen Schweydarschen Drehwagen zu größtem Dank verpflichtet. Die Versuche wurden durchgeführt im hiesigen physikalischen Institut, das auch einen Teil der Unkosten trug.

Die Versuchsanordnung war folgende:  $ABCD$  ist der Platz für die gravitierende Masse (1200 kg Eisen).  $EFG$  ist ein Wasserkasten aus dickem Eisenblech mit dreieckiger Grundfläche ( $FG = 100\text{ cm}$ ;  $\angle FEG = 37.5^\circ$ ) und 112 cm Höhe (Fassungsvermögen 825 Liter). An den Stellen  $H, J, K$  wurde die Drehwaage aufgestellt; die Pfeile geben die X-Richtung an, auf die sich die mit der Drehwaage erhältlichen zweiten Differentialquotienten des Schwerepotentials beziehen.

Der Versuchsgang war folgender: Es wurden zunächst die Messungen mit der Drehwaage gemacht, wenn weder die gravitierende Masse (das Eisen) noch

das Zwischenmedium (das Wasser) im Beobachtungsraum waren (Versuch 1). Dann wurde das prismatische Gefäß mit Wasser gefüllt und nun gemessen (Versuch 2). Darauf wurde das Eisen aufgeschichtet und wieder gemessen (Versuch 3). Nachdem das Wasser aus dem Gefäß gelassen war, wurden abermals die Messungen mit der Drehwaage gemacht (Versuch 4). Schließlich wurde das Eisen entfernt und nochmals gemessen (Versuch 5).

Versuch 5 ist ein Kontrollversuch für Versuch 1: beide liefern die Gravitationswirkung der gesamten normalen Umgebung. Versuch 2 gibt die Gravitationswirkung des Wasserprismas und der Umgebung, Versuch 2 minus Versuch 1 ( $a$ ) also die Gravitationswirkung des Wasserprismas allein. Entsprechend liefert Versuch 4 minus Versuch 1 ( $b$ ) die Gravitationswirkung des

Eisens allein. Versuch 3 minus Versuch 1 ( $c$ ) gibt die Gravitationswirkung des Wasserprismas und des Eisens in einer Kombination, bei der die Gravitationskraftlinien des Eisens zum großen Teile durch das Wasserprisma hindurchgehen mußten.

Gäbe es keine Beeinflussung der Gravitation durch das Zwischenmedium so müßte sich bei Versuch 3 die Gravitationswirkung des Eisens einfach zu der des Wasserprismas addieren; es müßte also  $(a) + (b) = (c)$  sein. Wenn dagegen die Gravitationskraftlinien des Eisens bei ihrem Durchgang durch das Wasserprisma abgelenkt werden, so wäre  $(a) + (b) = (c) + \varepsilon$ ; dieses  $\varepsilon$  wäre dann natürlich keine Konstante, sondern abhängig von dem Aufstellungsort der

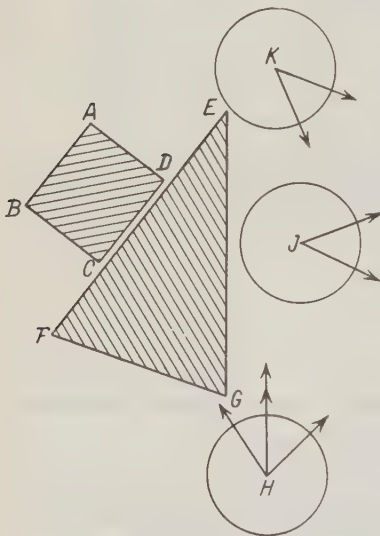


Fig. 1. Versuchsaufbau im Grundriß.

Drehwage ( $H, J, K$ ) und der jeweiligen  $X$ -Richtung. Eine systematische Durchführung der Versuche müßte jedoch  $\varepsilon$  als Funktion des Aufstellungsortes und der Drehwagenausgangsrichtung ergeben, und hieraus ließe sich dann das „Brechungsgesetz der Schwerekraftlinien“ ableiten. [Eine Schwierigkeit hierbei bildet allerdings der Umstand, daß die Drehwage nicht die Richtung der Kraftlinien (Feldstärke) selber liefert, sondern nur gewisse räumliche Differentialquotienten der Feldstärke.]

Die bisher von mir durchgeführten Messungen scheinen zu zeigen, daß die Gravitationswirkung des Eisens tatsächlich bei ihrem Durchgang durch das Wasserprisma beeinflußt wird. Die erhaltenen  $\varepsilon$ -Werte sind, wie zu vermuten war, am größten an den Stellen  $H$  und  $K$ . Sie sind vollkommen reproduzierbar und sind, wie Kontrollversuche zeigten, wahrscheinlich nicht durch Temperatureinflüsse vorgetäuscht. Auch die Deformation des Erdmagnetfeldes durch das gravitierende Eisen hat wahrscheinlich keinen Einfluß, was durch künstlich hervorgerufene Zusatzmagnetfelder geprüft wurde. Auch eine etwaige ungenaue Bestimmung der Instrumentenkonstante hat keinen prinzipiellen Einfluß auf die erhaltenen Ergebnisse, weil dadurch nur die absoluten Werte der erhaltenen Effekte, nicht aber deren Existenz selber geändert werden.

Als Messungsbeispiel möge folgende Versuchsreihe herausgegriffen werden (Zahlenwerte in Eötvös; Stand der Drehwage bei  $H$ ; die  $X$ -Richtung wird durch den doppelten Pfeil in der Figur angegeben):

Versuch	Gravitationswirkung von	$2 \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y}$	$\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial x^2}$	$\frac{\partial^2 U}{\partial y \partial z}$	$\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial z}$
2	Wasser + Umgebung	— 72.7	— 285.4	+ 0.0	+ 110.0
4	Eisen + Umgebung	— 20.8	— 231.0	+ 1.8	+ 108.2
(2 + 4)	Wasser + Eisen + 2 $\times$ Umgebung	— 93.5	— 516.4	+ 1.8	+ 218.2
3	Wasser + Eisen + 1 $\times$ Umgebung	— 101.9	— 311.6	+ 0.1	+ 110.4
(2 + 4) — 3	2 $\times$ Umgebung — 1 $\times$ Umgebung	+ 8.4	— 204.8	+ 1.7	+ 107.8
1 (bzw. 5)	Umgebung	+ 6.8	— 200.8	+ 2.0	+ 108.8
[(2 + 4) — 3] — 1	Differenz = $\varepsilon$ :	+ 1.6	— 4.0	— 0.3	— 1.0
Bei einer späteren Wiederholung dieses Versuches ergab sich entsprechend für $\varepsilon$ :		+ 1.0	— 3.9	+ 0.1	— 1.3

Die  $\varepsilon$ -Werte stimmen also bei den beiden Versuchen innerhalb der Meßgenauigkeit gut überein!

Ich werde die Versuche in den nächsten Monaten unter Beachtung aller erdenklichen Vorsichtsmaßregeln und mit vergrößerter Meßempfindlichkeit wiederholen. Es soll dann auch die Nichtübereinstimmung der Azimute von Drehwagengehäuse und Drehwagenbalken berücksichtigt werden. Ferner wird an Stelle des bisher benutzten Balkens zweiter Art ein solcher erster Art Verwendung finden. Über die gesamten experimentellen Ergebnisse und über die theoretischen Gründe, die mich zur Inangriffnahme dieses Versuches veranlaßt haben, werde ich dann Näheres mitteilen.

### Literatur.

- <sup>1)</sup> Austin und Thwing: An experimental research on gravitational permeability. Phys. Rev. **5**, 294—300 (1897).  
<sup>2)</sup> Laager: Versuch, mit der Drehwage die Abhängigkeit der Gravitation vom Zwischenmedium nachzuweisen. Dissertation Zürich 1904.  
<sup>3)</sup> Erismann: Zur Frage nach der Abhängigkeit der Gravitationskraft vom Zwischenmedium. Vierteljahrsschrift d. Naturf.-Ges. Zürich **53**, 157—185 (1908).  
<sup>4)</sup> Crémien: Verschiedene Arbeiten seit 1905 in den Comptes Rendues hebdom.  
<sup>5)</sup> Bottlinger: Die Gravitationstheorie und die Bewegung des Mondes. Dissertation München 1912. Zur Frage der Absorption der Gravitation. München. Ber. 1914, S. 223—239.  
<sup>6)</sup> De Sitter: The absorption of gravity and the longitude of the Moon. Amsterd. Proceed. **21** (1912).  
<sup>7)</sup> Majorana: On gravitation. Theoretical and experimental researches. Phil. Mag.  
(6) **39**, 488—504 (1920) und verschiedene Arbeiten in italienischen Akademieberichten.

Halle (Saale), den 5. November 1927.

## Die Schwereverhältnisse auf dem Meere auf Grund der Pendelmessungen von Prof. Vening Meinesz 1926.

Von A. Born, Berlin. — (Mit einer Kartenfigur.)

Es werden die von Vening Meinesz 1926 in Atlantik und Pazifik auf seiner zweiten Unterseebootfahrt gemachten 128 Pendelbeobachtungen geologisch ausgewertet. Die Diskussion nach geologisch gleichwertigen Gebieten zeigt, daß der weite ungestörte Ozean eine gravimetrische Annäherung an Null aufweist, und daß die Anomalien der Inselbögen, Saamtiefen und Vulkaninseln geradezu eine geologische Notwendigkeit sind.

In den „Publications of the Nederland Geodetic Commission 1927“ veröffentlicht Vening Meinesz die  $(g_0 - \gamma_0)$ -Werte der 128 von ihm auf der Fahrt im Unterseeboot von Holland über Panama nach Java gemachten Pendelmessungen. Die Kenntnis der Schwereverhältnisse der großen Meere wird hierdurch wesentlich bereichert.

Geologisch lassen diese Werte einige sehr wichtige Schlüsse zu, die hier diskutiert werden sollen. Vening Meinesz\*) gibt die Anomalien für die  $\gamma_0$ -Formel von Helmert 1901, von Bowie 1917 und Helmert-Berroth 1915 an. Ich bediene mich im folgenden lediglich der jetzt ziemlich allgemein verwendeten Formel von Helmert 1915, obwohl infolgedessen die Werte nicht ohne weiteres mit den bisher bekannten, in den Borrasschen Tabellen enthaltenen vergleichbar sind, die auf der älteren Formel für  $\gamma_0$  von Helmert 1901 basieren.

---

\*) Ich bin Herrn Prof. Vening Meinesz zu sehr großem Danke verpflichtet, da er mir die hier diskutierten Werte schon vor der Publikation überließ, so daß es mir möglich war, die geologische Bedeutung bereits in dem genannten Vortrag zu erörtern.

Der Weg der Unterseebootfahrt war etwa folgender: Holland–Azoren–Kanaren–Portoriko–Curaçao–Panama–Mexikoküste–San Franzisko–Honolulu–Marianen–Yap–Philippinen (Manila)–Celebessee–Molukkenstraße–Mollukken–Bandasee–Timorschelf–Flores–Ostjava (Surabaja). Das so überfahrene Gebiet ist geotektonisch außerordentlich verschiedenartig aufgebaut. Neben weitem, anscheinend ungliedertem Ozeanboden wurde der problematische Bereich der Atlantischen Schwelle zweimal überfahren; ganz junge Vulkanaufschüttungen wurden in Kapverdischen Inseln, Azoren und Honolulu berührt; die jungen Störungsgebiete der Inselbögen mit den tektonisch zugeordneten Saamtiefen (Tiefseerinnen) wurden mehrfach gekreuzt: Portoriko, Mexikotiefe, Marianen, Yap, Philippinen und die Molukkenbögen. Alle die genannten jungen geologischen Störungen stellen Massenstörungen dar, die, wenn das Prinzip der Isostasie zu Recht besteht, sich als Schwereanomalien zur Geltung bringen müssen. Dagegen müßten den großen weiten Ozeanstrecken, die nach dem augenblicklichen Stand unserer Kenntnis frei von solchen jungen Störungen sind, wesentliche Anomalien fehlen.

Es wäre natürlich völlig verfehlt, etwa aus den gesamten Beobachtungswerten oder aus Gruppen von ihnen den Mittelwert zu bilden, um so ein Urteil über die Schwere auf dem Meere zu bekommen. Dadurch würden beobachtete Anomalien eventuell völlig verschleiert. Es werden daher im folgenden die Schwerewerte der einzelnen geologisch unterscheidbaren Bereiche getrennt voneinander behandelt.

Die Schwerewerte werden hier unreduziert als  $(g_0 - \gamma_0)$ -Werte diskutiert, da der regionale Schwerecharakter in ihnen am klarsten zum Ausdruck kommt. Alle isostatischen Reduktionen bringen, selbst wenn dabei Voraussetzungen gemacht werden, die als geologisch oder geophysikalisch plausibel gelten dürfen, hypothetische Werte in Rechnung, welche den Wert des Endergebnisses herabsetzen. Im übrigen hat sich herausgestellt, daß bei der Annahme plausibler Voraussetzungen für die isostatischen Reduktionen stets ein sehr wesentlicher Betrag der Anomalie bestehen bleibt. Sieht man aber den Zweck der isostatischen Reduktion darin, die Anomalien zu beseitigen und durch Reduktion Werte zu gewinnen, die möglichst nahe an Null liegen, so ist es, wie von mancher Seite gezeigt wurde, ein leichtes, die — dann allerdings sehr unwahrscheinlichen — Voraussetzungen entsprechend zu wählen. Ein Wert für die Beurteilung des Schwerzustandes der Station kommt solchen Resultaten dann allerdings nicht mehr zu.

1. Die Atlantische Schwelle wurde zweimal berührt. Die beiden ungefähr W–O liegenden Stationsprofile A. und B. sind:

Nr.	Ort	Breite	Länge westl. v. Gr.	Echotiefe m	$(g_0 - \gamma_0)^*$ 0.001 cm
A. 3	Östlich der Atlant. Schwelle . . .	41° 33.4'	21° 37'	4000	+ 27
4	Über „ „ „ . . .	39 48	24 57	3540	+ 47

\*) Sämtliche Schwerewerte werden in Einheiten der dritten Dezimale von  $g$  in Zentimetern angegeben.



Nr.	Ort	Breite	Länge westl. v. Gr.	Echotiefe m	$(g_0 - \gamma_0)$ $10^{-3} \text{ cgs}$
B. 18	Östlich der Atlant. Schwelle . . .	24° 03.8'	39° 38.7'	5730	— 10
19	Ostrand " " " . . .	23 44.5	43 03.7	3950	+ 9
20	Über " " " . . .	23 20.6	47 02.1	3530	+ 26
21	Westlich " " " . . .	23 04	50 42.2	4850	+ 10
22	" " " " . . .	23 45.2	54 34.5	5880	— 18

Besonders das Profil B. zeigt klar das Ansteigen der Anomalie mit wachsender Höhe der Atlantischen Schwelle. Allerdings ist die Anomalie hier nur gering (+ 26) gegenüber Profil A. (+ 47). Eine Klärung erfährt das Problem der Atlantischen Schwelle durch diese wenigen Messungen naturgemäß nicht. Im Zusammenhang mit anderen Untersuchungen dürfte man vielleicht der Antwort auf die Frage nach dem Charakter der Schwelle näherkommen. So hat einerseits die Deutsche Atlantische Expedition des „Meteor“ ein unerwartet lebhaftes Relief der Schwelle nachgewiesen\*). Andererseits kommt nach Untersuchungen von E. Tams\*\*), entgegen bisheriger Auffassung, der Schwelle eine erhöhte Seismizität zu, wenn schon diese nicht von der Größenordnung der pazifischen Großbebenherde ist. Immerhin erwecken alle diese Anzeichen den Eindruck, daß in der Schwelle ein tektonisches Gebilde relativ jungen Charakters vorliegt.

2. Vulkanische Inseln. Hierher werden solche Vulkaninseln gerechnet, die nach unserem Stande der Kenntnisse als rein vulkanische Aufschüttungskegel dem Ozeanboden unmittelbar aufgesetzt, und die nicht an irgendwelche Auffaltungszonen geknüpft sind, wie die ostasiatischen Inselbögen. Nr. II., Station 14, Las Palmas, Kanaren kommt hier jedoch nur bedingt in Betracht, da die Kanaren einen Unterbau aus alten metamorphen Gesteinen besitzen. Die folgende Tabelle gibt die vermessenen Gebiete an:

Nr.	Ort	Breite	Länge westl. v. Gr.	Echotiefe m	$(g_0 - \gamma_0)$ $10^{-3} \text{ cgs}$
I. 5	Horta, Azoren . . . . .	38° 31.78'	28° 37.45'	0	+ 110
II. 14	Las Palmas, Kanaren . . . .	28 09.3	15 25.2	0	+ 192
III. 71	Dicht östlich Honolulu . . . .	21 45	156 15	5420	— 99
72	Nahe Honolulu . . . . .	21 09	157 28	520	+ 163
73	Honolulu . . . . .	21 18.45	157 52	0	+ 211
74	Südwestlich Honolulu . . . .	20 48.8	158 36.5	4290	— 17
IV. 76	Südwestlich der Hawaii-Inseln	19 58	165 02.6	4950	+ 10
77		19 30.7	168 28.2	3520	+ 43
78		19 06.7	171 34.8	2640	+ 63
79		18 39.1	174 57.7	1790	+ 85
80		18 06	178 13.5	3820	+ 3
81		17 46.8	östl. v. Gr.		
82			179° 33.6'	4890	— 11
83			176 23.7	3080	+ 50
		16 12.1	171 53.4	5600	— 10

\*) A. Defant: Diese Zeitschr. 3, 340 (1927).

\*\*) E. Tams: Ebenda S. 361.

Die Anomalien stehen in enger Beziehung zur zugehörigen Meerestiefe, ein Umstand, der sich schon früher\*) bei Auswertung der Heckerschen Schwere-messungen\*\*) auf dem Ozean feststellen ließ.

Die Ursache der großen Überschüsse dieser Vulkaninseln liegt wohl im wesentlichen in der Anhäufung der vulkanischen Massen auf dem Ozeanboden, deren Kompensation noch nicht erfolgt ist. Der Umstand, daß die Anomalie von Honolulu größer als die von Horta und die von Las Palmas, wird vielleicht dadurch verständlich, daß im Gegensatz zu den beiden letztgenannten im Falle Honolulu ausgesprochen basische Ergüsse vorliegen.

Beachtenswert ist das Auftreten der relativ hohen Defizitwerte um die Hawai-Inselgruppe herum (bei Vening Meinesz Stationen Nr. 71 und 74). Auch Hecker konnte bereits zahlreiche Defizitwerte feststellen:

Nördl. Breite	Länge westl. v. Gr.	Tiefe m	$[g_0 - \gamma_0]^{***})$ 0.001 cm
24° 7'	153° 52'	> 5000	— 36
8 10	163 0	4200	— 165
33 57	134 54	5100	— 61
36 5	129 19	4800	— 28
33 40	135 8	5100	— 28
25 42	150 24	5300	— 64
24 53	151 38	5500	— 34

Diese Beobachtungen legen den Schluß nahe, daß hier ein Randgebiet vom Charakter der Saumtiefen vorliegt, ein Gebiet, das bei Absinken des überlasteten Inselrückens passiv mit in die Tiefe gezerzt wurde, wie Kossmat es für die Saumtiefen der mediterranen Kettengebirge gezeigt hat. Bei den Faltengebirgen liegt Überlastung durch Zusammenschub, hier durch Anhäufung vulkanischen Materials vor.

Submarine Aufragungen wirken ebenso wie die Vulkaninseln, indem sie einen wesentlichen Überschuß erkennen lassen. Das spricht dafür, daß diese Aufragungen gleicher geologischer Entstehung sind.

Die großen Überschüsse der Vulkaninseln halten den Methoden der isostatischen Reduktion stand. So hat Heiskanen †), auf zwei Schwereanomalien der Hawaii-Inseln die isostatische Reduktion angewendet, den Mittelwert + 103 erhalten.

3. Inselbögen und Säumtiefen. An der tektonischen Zusammengehörigkeit der jungen Störungsbögen des ostasiatischen und ostindischen Inselarchipels und der vor- bzw. hintergelagerten „Tiefseeegräben“ (= Saumtiefen) besteht kein Zweifel mehr. Während bisher nur Kermadec- bzw. Tongaplateau und Tongarinne auf 4 Stationen der Heckerschen Fahrt abgependelt waren,

\*) A. Born: Lit.-Verz. Nr. 1, S. 24.

\*\*) Hecker: Lit.-Verz. Nr. 5 und 6.

\*\*\*) Die Werte basieren auf der  $\gamma_0$ -Formel von Helmert 1901, sind also zum Zwecke des Vergleiches um etwa 16 bis 20 Einheiten zu verkleinern.

†) Heiskanen: Lit.-Verz. Nr. 7, S. 215. Die Schwerewerte Heiskanens basieren auf seiner Formel für

$$\gamma_0 = 978.052 [1 + 0.005285 \sin^2 \varphi - 0.000007 \sin^2 2\varphi + 0.000027 \cos^2 \varphi \cos 2(\lambda - 18^\circ)].$$

wurden von Vening Meinesz 8 Inselbögen zum Teil mit zugeordneten Saumtiefen überquert:

Nr.	Ort	Breite	Länge westl. v. Gr.	Echotiefe m	( $g_0 - \gamma_0$ ) 0.001 cm
A. 26	Portorikotiefe . . . . .	19° 30'	66° 50.5'	8030	— 341
27	Monapassage (Plateau) . . . .	18 23.7	67 42.3	290	— 15
B. 29	Curaçao . . . . .	12 06.38	68 56.10	0	+ 152
C. 45	Mexikotiefe . . . . .	17 30.6	103 26.4	5020	— 97
46	" . . . . .	18 00	103 26.4	3050	— 90
			östl. v. Gr.		
D. 91	Ostrand der Marianenvortiefe .	12 15	146° 00.9'	6690	— 84
92	Über " "	12 46.2	145 38.7	8740	— 247
93		13 04.5	145 18.3	2850	+ 84
94		13 26.8	144 39.8	0 (Guam)	+ 207
95	Marianenplateau . . . . .	13 41.5	142 52.7	3610	+ 49
96		10 35	140 22.2	2600	+ 79
97		9 56.8	140 04.7	2340	+ 80
E. 98	Yapvortiefe . . . . .	9 23.3	138 31.3	7720	— 159
99	Yap . . . . .	9 30.71	138 10.36	0 (Yap)	+ 281
F. 105	Philippinenvortiefe . . . . .	10 21.2	126 43.8	8740	— 207
106		10 14.8	126 00	52	+ 267
107	Philippinenplateau . . . . .	13 19	121 37	541	+ 10
108		14 35.18	120 57.92	0 (Manila)	— 17

In allen diesen Fällen hat sich gravimetrisch das gleiche gezeigt: über den Tiefseerinnen ein sehr hohes Defizit, über dem zugehörigen Inselbogen ein Überschuß von gleicher Größenordnung. Damit wird das bestätigt, was Hecker seinerzeit über Kermadec- und Tongaplateau und über Tongarinne festgestellt hatte. Eine Ausnahme von dieser Regel bildet lediglich bei A. der Wert der Monapassage, der mit — 15 im Bereich des Portorikoplateaus noch schwach negativ ist.

Im Falle B. ist nur die Schwere des Gebirgsbogens (Curaçao — 152), im Falle C. nur die der Mexikorinne (mit — 97) festgestellt worden.

Am klarsten ist das Schwerebild der Marianen (D.) und der vorgelagerten Tiefe. Dem maximalen Defizit von — 247 entspricht ein Überschuß der Insel Guam von + 207. Die Marianen sind als die Fortsetzung des im mittleren Japan abgespaltenen Zuges der Bonininseln anzusehen, die sich gravimetrisch als gleichartig gestört erweisen, indem bereits früher auf Ogiura (Bonininsel) ein Überschuß von + 339\*) beobachtet wurde. Der Charakter der großen Schwereüberschüsse bleibt auch in Japan bestehen.

Die Insel Yap (E.) mit ihrer kleinen Vortiefe weist die gleichen gravimetrischen Verhältnisse auf, ebenso die Gruppe der Philippinen, deren Vortiefe östlich der Inseln Mindanao und Leyte gekreuzt wurde. Das Plateau zeigt zwischen diesen Inseln einen entsprechenden Überschuß. Im nördlichen Teile der Philippinengruppe herrscht anscheinend größere Ausgeglichenheit, da die Station Nr. 107 und 108 (Manila) + 10 bzw. — 17 aufweisen. Es ist

\*) Vgl. Borrás: Lit.-Verz. Nr. 2.

hiermit in Übereinstimmung, daß dem nördlichen Teile der Philippinen im Osten keine Tiefseerinne mehr vorgelagert ist.

Dem Gebiet der Molukken-, der Banda- und Sundasee (vgl. Karte, Fig. 1) kommt der gleiche tektonische Charakter zu wie den eben besprochenen Inselbögen, insofern zum mindesten, als es ein Feld ganz junger Störungsvorgänge darstellt. Die jungen bogenartig verlaufenden Bewegungsachsen sind [nach H. A. Brouwer\*)] auf der genannten Karte besonders zur Darstellung gebracht.



Fig. 1. Strukturkarte des ostindischen Archipels. (Tektonik nach A. H. Brouwer.)

— — — junge Störungsachsen. T T T Begrenzung des Borneo- und des Australischelfes, zwischen diesen der ostindische Geosynkinalbereich. Isobathen: erst die 200-m-Linie, dann 1000 zu 1000 m Abstand. © Schwerestationen.

Die Verteilung der Schwerewerte ist hier die gleiche gesetzmäßige, wie sie im Bereich der diskutierten Inselbögen festgestellt werden konnte. Es ist dabei bemerkenswert, daß trotz geringer Tiefe der Rinnen das Defizit relativ hoch ist.

Die Rinne westlich Halmahera weist bei 2380 m Tiefe ein Defizit von — 227 auf. Die Station Nr. 112 südöstlich davon befindet sich bei 1440 m Tiefe schon am Übergang zur Antiklinalachse, was den Wert + 2 verständlich macht. Am Nordausgang der Straße zwischen Buru und Serang stellt Station Nr. 113 bei 5180 m Tiefe über der zur Antiklinale Buru-Serang gehörenden

\*) Brouwer: Lit.-Verz. Nr. 3 und 4.



Vortiefe mit  $-12$  einen relativ geringen, aber doch den Erwartungen entsprechend orientierten Wert dar. Am Südausgang der genannten Straße liegt Station Nr. 114, die bei 3540 m Tiefe ein Defizit von  $-70$  aufweist. Die allgemeinen Tiefenverhältnisse sind hier nicht ganz geklärt. Geologisch verständlich ist der große Überschuß von Amboina ( $+107$ ) auf der Antiklinale. Die Rinne zwischen den beiden Antiklinalen von Serang und Banda weist sinngemäß bei 4500 m Tiefe ein Defizit von  $-41$  auf, und entsprechend besitzt die Insel Banda  $+188$  Überschuß.

Die nächste, weiter südlich gelegene Station (Nr. 118) innerhalb des inneren Molukkenbogens zeigt abweichend vom sonstigen Verhalten solcher Tiefen bei 4840 m Tiefe einen Überschuß von  $+22$ . Dieser Fall erfährt weiter unten eine besondere Diskussion.

Die auf der inneren Molukkenantiklinale gelegene Station Nr. 119 weist dementsprechend  $+10$  auf. Zwischen den Achsen der beiden Molukkenbögen liegt die Station Nr. 120 über 4600 m Tiefe mit einem Defizit von  $-106$ . Jenseits der südlich folgenden äußeren Molukkenachse liegen die Stationen Nr. 121 und 122, die bei 1060 bzw. 2100 m Tiefe Defizite von  $-45$  bzw.  $-153$  festgestellt haben. Die Station Nr. 123 mit  $+35$  liegt bereits am Rande des stabilen Sahulschelfes, also im Randgebiet des australischen Kontinentalblocks.

Auf der Fahrt von hier aus nach Ostjava wurde an der Station Nr. 124, dicht nördlich Flores, also an der Antiklinalachse  $+2$ , über der nordwestlich davon gelegenen Tiefseerinne bei 4990 m dagegen  $-114$  gemessen. Die Station Bima auf der Achse zeigt einen Überschuß von  $+110$ , der Schelfrand des großen Borneoschelfes  $+41$  und Ostjava mit der Endstation Surabaya  $+5$ .

Ich habe die Schwereverhältnisse dieses ostindischen Archipels etwas eingehender erörtert, um zu zeigen, daß die Schwereanomalien nicht regellos verteilt sind, sondern auch hier eine feste Abhängigkeit von einer bestimmten geotektonischen Anordnung aufweisen.

Es zeigt sich, daß die Schwereüberschüsse stets auf den jungen Hebungs- bzw. Faltungsachsen gelegen, die Defizitwerte dagegen an die die Achsen begleitenden Saamtiefen geknüpft sind. Hiervon gibt es nur zwei Ausnahmen, die weiter unten besonders diskutiert werden. Diese Regel beweist den Zusammenhang einerseits zwischen Antiklinalachsen und Saamtiefen, und andererseits zwischen Tektonik und Schwerezustand. Die genetischen Beziehungen werden durch die von Kossmat\*) ausgesprochene Vorstellung zum Ausdruck gebracht, daß die Randsenken von den durch Zusammenstauchung mit Überschuß versehenen und in Senkung begriffenen Faltengebirgen passiv randlich mit in die Tiefe gezerrt werden.

Diese Beziehungen bestehen um so sicherer insofern, als sich erwiesen hat, daß auch dann, wenn man isostatische Reduktionen zur Beurteilung des Schwerezustandes für notwendig erachtet, die großen Anomalien nicht verschwinden.

---

\*) Kossmat: Lit.-Verz. Nr. 9.

Heiskanen\*) hat zur Prüfung des Einflusses der isostatischen Reduktion diese auf 80 Schwerestationen der japanischen Inseln angewendet. Die Wirkung der isostatischen Kompensation (nach der Hayfordschen Methode und mit einer Ausgleichstiefe von 113.7 km) schwankt mit einer Ausnahme (von — 85) zwischen den Werten — 4 und — 56. Dabei zeigt sich, daß auf der Hauptinsel Hondo die nördlich von Tokio liegenden Stationen um so mehr positiv sind, je näher sie der Ostküste liegen. Der Mittelwert der Anomalien an 9 nahe der Ostküste gelegenen Stationen beträgt + 72, an 12 im mittleren Teile der Insel gelegenen Stationen + 35, und an 5 Stationen nahe der Westküste + 23. Die gleiche Erscheinung zeigt sich auf der nördlich gelegenen Insel Hokkaido (Jesso), wo von O nach W die reduzierten Werte lauten: + 138, + 91, + 25, — 4, — 36\*\*).

Auch Heiskanen erkennt nicht den sich hieraus ergebenden Zusammenhang zwischen Inselbogen und vorgelagerter Tiefe von über 8000 m, über der er negative Schwereanomalien vermutet. Diese Vermutung ist nun zwar hier noch nicht bestätigt, besteht aber nach den nunmehr über so zahlreichen Tiefseerinnen gemachten Schwerebeobachtungen sicher zu Recht.

Um die Wirkung der isostatischen Reduktion an Stationen über einer Tiefseerinne festzustellen, hat Heiskanen die einzigen bis dahin bekannt gewesenen derartigen Werte, die 2 über der Tongatiefe gemessenen Stationen isostatisch (nach Hayford und mit einer Ausgleichstiefe von 113.7 km) nebst den Werten über dem Tongaplateau reduziert, wobei sich für die Rinne eine Anomalie von — 226, für das Plateau eine solche von + 161 ergab.

Diese Werte bestätigen also vollkommen die Berechtigung der aus den unreduzierten Werten gezogenen geologischen Schlüsse. Dabei sind diese Reduktionen, wie Heiskanen angibt, unter Voraussetzungen gemacht worden, die nicht einmal als besonders wahrscheinlich zu betrachten sind. Wollte man die positiven Schwereanomalien in Nordjapan beseitigen, so müßte man nach Heiskanen die Annahme machen, daß unter dem Meere die Erdkrustendicke sehr groß ist; die seismischen Beobachtungen und die Schwereanomalien in anderen Gegenden lassen aber eine Erdkrustendicke von 10 bis 60 km am plausibelsten erscheinen (nach Heiskanen).

Von den erkannten Gesetzmäßigkeiten machen lediglich 2 Stationen des zuletzt diskutierten Gebietes eine Ausnahme: 1. die erwähnte Station 118 innerhalb des inneren Molukkenbogens (vgl. Karte), die bei 4840 m Tiefe einen Überschuß von + 22 aufweist, und 2. eine bisher unerwähnte Station 110, die in der Celebessee zwischen Philippinen und Nord-Celebes bei 5140 m Tiefe einen Überschuß von + 72 besitzt. Diesen beiden Stationen ist eines gemeinsam, daß sie in einem Gebiet liegen, welches auf drei Seiten von jungen Auffaltungs-

---

\*) Heiskanen: Lit.-Verz. Nr. 7, S. 215.

\*\*) Im südlichen Teile des japanischen Inselbogens liegen andere Schwere- und tektonische Verhältnisse vor; es steht damit im Zusammenhang, daß hier eine vorgelagerte Tiefseerinne fehlt.

achsen umrahmt ist. Die Anbringung von Reduktionen würde den Überschuß nur noch vermehren und damit den abweichenden Charakter dieser Stationen noch steigern. Der gleiche gravimetrische Charakter in gleicher geologischer Position ist nun bereits mehrfach festgestellt und von Kossmat\*) in sehr plausibler Weise erklärt worden. Am Beispiel der Karpathen und des von ihnen umschlossenen Pannonischen Beckens kommt die Erscheinung am klarsten zum Ausdruck, daß die von den Faltengebirgen nach der Auffaltung verdrängte subkrustale Masse in die umschlossenen ungefalteten Felder abfließen und hier durch Anhäufung zunächst einen Massen- und damit Schwereüberschuß erzeugen muß. Auf der Außenseite der Faltengebirge findet sich im Gegensatz dazu stets das Schweredefizit. In dieser unsymmetrischen Anordnung der Schwerewerte, z. B. nördlich und südlich der Karpathen, liegt der beste Gegenbeweis gegen die aufgestellte Behauptung, das Defizit der Randsenken der Faltengebirge könnte durch Reduktionen beseitigt werden.

4. Der weite Ozeanboden. Nachdem so alle Schwerewerte eliminiert wurden, deren Situation eine besondere ist, da sie an irgendwelche jung-geologischen Vorgänge sich gebunden erwiesen, bleiben in Atlantik und Pazifik eine Reihe von Werten übrig, die anscheinend über dem weiten tiefen, geologisch nicht weiter gegliederten Ozeanboden gelegen sind, und die daher allein geeignet sind, über dessen isostatisches Verhalten Auskunft zu geben. Im Atlantik handelt es sich um folgende Werte:

Nr.	Tiefe m	$(g_0 - \gamma_0)$ 0.001 cm	Nr.	Tiefe m	$(g_0 - \gamma_0)$ 0.001 cm
1	5040	— 10	17	5930	+ 3
7	5450	0	18	5730	— 10
8	5140	+ 4	21	4850	+ 10
9	4590	— 2	22	5880	— 18
13	4760	+ 11	23	5840	— 22
14	4960	+ 12	24	5650	+ 3
15	?	+ 31	25	5480	+ 11
16	5900	— 4			

Die zugehörigen Tiefen liegen alle zwischen 4500 und 5900 m, die mittlere Tiefe beträgt 5370 m. Die Schwerewerte liegen alle relativ nahe um Null. Die größte positive Abweichung beträgt über einer unbekannten Meerestiefe + 31, die negative bei 5840 m Tiefe — 22. 8 Pluswerten stehen 7 Minuswerte gegenüber.

Für den Pazifik kommen allein folgende Stationen in Frage. Für den Weg San Franzisko—Honolulu, von O nach W angeordnet:

Nr.	Tiefe m	$(g_0 - \gamma_0)$ 0.001 cm	Nr.	Tiefe m	$(g_0 - \gamma_0)$ 0.001 cm
60	4530	— 19	66	4890	+ 25
61	4940	— 19	67	5210	+ 12
62	5130	— 17	68	5300	+ 11
63	4940	— 9	69	4580	+ 45
64	4830	— 10	70	4510	+ 10
65	4960	+ 12	71	5420	+ 10

\*) Kossmat: Liter.-Verz. Nr. 9.

für den Weg Honolulu-Marianen:

Nr.	Tiefe m	( $g_0 - \gamma_0$ ) 0.001 cm	Nr.	Tiefe m	( $g_0 - \gamma_0$ ) 0.001 cm
75	4580	+ 12	86	5490	— 22
76	4950	+ 10	87	5880	— 28
81	4890	— 11	88	5910	— 29
83	5600	— 10	89	5780	+ 10
84	5600	— 10	90	5610	+ 10
85	5330	+ 7			

Die zugehörigen Tiefen liegen auch bei den Pazifikstationen zwischen 4500 und 5900 m; die mittlere Tiefe ergibt sich zu 5170 m. Es besteht hier die gleiche Annäherung der Schwerewerte an Null wie bei den Atlantikstationen. Die stärksten Abweichungen sind + 45 und — 29. Vielleicht findet sich einmal aus verbesserter Kenntnis der Topographie des Ozeanbodens eine Erklärung für so starke Anomalien. Diese Anomalien sind im übrigen noch weit von der Größe derjenigen entfernt, die wie die oben besprochenen an junge geologische Störungen geknüpft sind.

Auffallend ist im Pazifik die Verteilung der Plus- und Minuswerte. Während diese im Atlantik annähernd abwechselnd auftreten, ist im Pazifik die östliche Hälfte des Weges San Franzisko-Honolulu bis Station 64 lediglich durch Minuswerte zwischen — 9 und — 19 gekennzeichnet. Dann treten noch einmal in fast geschlossener Serie zwischen Hawaii-Inseln und Marianen Minuswerte auf, die zwischen — 9 und — 29 liegen. Hier scheinen große Ozeangebiete gravimetrisch einheitlich schwach negativ orientiert zu sein. Es sind das stets die festlands-, und vor allem inselfernsten Gebiete. Bei Annäherung an die Hawaii-, ja selbst an die Marshallinseln (Nr. 85 + 7) und die Marianen werden die Werte positiv. Es kommt hier also vielleicht die Seitenwirkung dieser Massen zur Geltung.

Die mittlere Meerestiefe für die Strecken der Minuswerte ergibt sich zu 5240 m, die für die Strecken der Pluswerte zu 5090 m. Die Differenz (150 m) ist zu gering, als daß man in diesem Falle daraus auf eine Abhängigkeit des Schwerewertes von der Meerestiefe schließen könnte.

Der Mittelwertbildung für Atlantik und Pazifik kommt keine große Bedeutung zu. Es würde sich ergeben, daß der mittlere Schwerewert im Atlantik + 10, im Pazifik — 5 beträgt. Es wird jedoch auf diese Weise ganz die interessante Schwereverteilung im Pazifik verschleiert.

Zusammenfassend läßt sich auf Grund dieser hinreichend exakten Messungen sagen, daß den Ozeanen ein Schwerezustand zukommt, der annähernd dem theoretisch zu fordernden Wert entspricht, und der den Schluß zuläßt, daß die Ozeane von isostatischer Einstellung nicht weit entfernt sind.

Das was ich früher aus den Heckerschen Messungen mit einigem Vorbehalt ableiten konnte, findet sich durch die Messungen von Vening Meinesz voll bestätigt.



Das Problem der Kontinentalrandstörung, d. h. der gegenseitigen Beeinflussung der Schwere auf Ozean und Kontinent in der Nähe der Küste\*) hat leider durch die Messungen von Vening Meinesz keine wesentliche Förderung erfahren. Alle Messungen nahe der Küste sind an Längsküsten relativ junger Kettengebirge vorgenommen worden, so die von Mittelamerika, die an der mexikanischen und an der kalifornischen Küste. Das aber sind alles Gebiete junger Störungen und zum Teil voll von Spannungen, die noch im Begriff sind, sich auszulösen (z. B. Erdbeben von San Franzisko), und voll von Anomalien (z. B. westlich von San Franzisko). Hier werden die nicht sehr großen Kontinentalrandstörungen (nach Helmert etwa  $+53$  und  $-47$ ) überprägt von den größeren Anomalien der jungen Gebirgsstörungen. Zur Nachprüfung des Problems sind vor allem Küsten alter Kontinentalblöcke, also vom atlantischen Typ geeignet.

Als wesentlichstes Resultat der Auswertung kann festgestellt werden, daß im Bereich der Ozeane größere gravimetrische Anomalien immer nur dort auftreten, wo sie geologisch zu erwarten sind, d. h. wo junge geologische Vorgänge eine hinsichtlich der Massenlagerung störende Rolle gespielt haben, und daß der Charakter der Anomalie auch stets dem aus geologischen Gründen zu fordernden entspricht; daß nach Eliminierung der Gebiete junger geologischer Störung die verbleibenden Gebiete der großen Ozeane eine relativ geringe Abweichung von Null, also eine angenäherte isostatische Einstellung zeigen; und schließlich, daß das Problem der Inselbögen und Saumtiefen qualitativ gelöst ist.

#### Literatur.

- 1) A. Born: Isostasie und Schweremessung. J. Springer, Berlin 1923.
- 2) E. Borras: Veröffentl. d. Zentralbureaus f. internat. Erdmessung 1911 u. 1914.
- 3) H. A. Brouwer: Some relations on earthquakes to geologic structure in the East Indian archipelago. Bull. seism. soc. Amer. **11**, 165 (1921).
- 4) Derselbe: The major tectonic features of Dutch East Indies. Journ. Wash. acad. of sciences **12**, 172 (1922).
- 5) O. Hecker: Bestimmung der Schwerkraft auf dem Indischen und Großen Ozean. Veröffentl. d. Zentralbureaus f. internat. Erdmessung Nr. 16, N. F. Berlin 1908.
- 6) Derselbe: Bestimmung der Schwerkraft auf dem Schwarzen Meere und neue Ausgleichung der Schwerkraftmessung auf dem Atlantischen, Indischen und Großen Ozean. Veröffentl. d. Zentralbureaus f. internat. Erdmessung Nr. 20, N. F. Berlin 1910.
- 7) W. Heiskanen: Schwerkraft und isostatische Kompensation in Japan. Zeitschr. f. Geophys. **3** (1927).
- 8) F. Helmert: Enzyklopädie der mathematischen Wissenschaften **4**, 1. B., Heft 2 (1910).
- 9) F. Kossmat: Die mediterranen Kettengebirge und ihre Beziehungen zum Gleichgewichtszustand der Erdrinde. Abhandl. d. sächs. Akad. d. Wiss. **98**. Leipzig 1921.

\*) F. Helmert: Liter-Verz. Nr. 8.

Berlin-Charlottenburg, Geolog. Inst. d. Techn. Hochschule, Nov. 1927.

## Autorenverzeichnis.

\* bedeutet Bericht oder Referat.

**A**mbrohn, R. 68.  
Angenheister, G. 28.

**B**artels, J. 389.  
Berroth, A. 1.  
Bogoiavlensky, L. N. und  
Lomakin, Al. Al. 87.  
Born, A. 400.  
Büttner, K. 161, 236.

**C**onrad, V. 339.

**D**efant, A. 310, 340.  
Dobson, G. M. B. 307.

**E**gedal, J. 80.  
Essers, E. u. Kappes, Th.  
49.

**G**ibson, A. 238.  
Goetz, P. 118\*.  
Gutenberg, B. 328, 371.

**H**aalck, H. 58.  
Heine, W. 293.  
Heiskanen, W. 213, 217.  
Hoelper, O. 184, 309.

**I**hering, H. v. 365.  
Inglada, V. 195\*, 317.

**J**ensen, Chr. 118\*, 351.  
Jung, H. 381.  
Jung, K. 137, 201, 257.

**K**ilchling, K. 281.  
Kravetz, T. P. 221.

**L**larena, J. G. 195\*.  
Lutz, C. W. 34.

**M**eisser, O. u. Martin, H.  
106.  
Meisser, O. 285.  
Meissner, O. 75.  
Mohorovičić, St. 326.

**M**othes, H. 121.  
Müller, F. 330.

**N**ippoldt, A. 313.

**P**icht, J. 224.  
Pollak, L. W. 336.  
Prey, A. 369.

**R**ohleder, H. P. T. 43

**S**chlomka, T. 397.  
Schmehl, H. 157.  
Schnell, H. 241.  
Schuler, M. 71.  
Sverdrup, H. U. 93.  
Schweydar, W. 17.

**T**ams, E. 23, 361.

**U**ller, K. 364, 365.

**W**anach, B. 102.  
Wigand, A. 46.

# Sachverzeichnis.

\* bedeutet Bericht oder Referat.

## I. Physik des festen Erdkörpers.

### 1. Bewegung, Aufbau der Erde und Schwere.

- A. Berroth: Referenzpendelmessungen am Salzhorst Oldau-Hambühren (Hann.). S. 1.
- W. Schweydar: Die topographische Korrektur bei Schweremessungen mittels einer Torsionswaage. Zweite Mitteilung. S. 17.
- M. Schuler: Schwankungen in der Länge des Tages. S. 71.
- B. Wanach: Eine fortschreitende Lagenänderung der Erdachse. S. 102.
- K. Jung: Über die größte mögliche Schwankung der Schwereintensität und die Dichte eines engmaschigen Netzes von Pendelstationen. S. 137.
- H. Schmehl: Über den Einfluß der Elastizität des Pendelstativs auf die Schwingungszeiten zweier gleichzeitig auf demselben Stativ schwingender Pendel. S. 157.
- K. Jung: Diagramme zur Bestimmung der Terrainwirkung für Pendel und Drehwaage und zur Bestimmung der Wirkung „zweidimensionaler“ Massenarrangierungen. S. 201.
- W. Heiskanen: Schwerkraft und isostatische Kompensation in Japan. S. 213.
- W. Heiskanen: Die Erdkrustendicke nach den Schwereanomalien. S. 217.
- K. Jung: Die Bestimmung von Lage und Ausdehnung einfacher Massenformen unter Verwendung von Gradient und Krümmungsgröße. S. 257.
- H. v. Ihering: Das Klima der Tertiärzeit. S. 365.
- A. Prey: Neue Formeln zur Isostasie. S. 369.
- H. Jung: Über die Prüfung der Isostasie durch Schweremessungen. S. 381.
- T. Schlomka: Über die Abhängigkeit der Schwerkraft vom Zwischenmedium. S. 397.
- A. Born: Die Schwereverhältnisse auf dem Meere auf Grund der Pendelmessungen von Prof. Vening Meinesz 1926. S. 400.

### 2. Gezeiten, Deformationen, Seismik.

- E. Tams: Bemerkungen zu der Untersuchung von Herrn Myrbach, ob Sonnenflecken und Mondphase einen auslösenden Einfluß auf Erdbeben haben. S. 23.
- G. Angenheister: Beobachtungen bei Sprengungen. S. 28.
- C. W. Lutz: Ortsgültige Laufzeitkurven. S. 34.
- H. P. T. Rohleder: Bodenknalle in Nordirland. S. 43.
- E. Essers und Th. Kappes: Bodenerschütterungen durch Kraftfahrzeuge. S. 49.
- O. Meisser und H. Martin: Zur experimentellen Seismik. S. 106.
- H. Mothes: Seismische Dickenmessungen von Gletschereis. S. 121.
- V. Inglada: Cálculo de las coordenadas del foco sísmico y del instante inicial... S. 195\*.
- T. P. Kravetz: Über den Zusammenhang der Erdbeben mit den Polhöhen-schwankungen. S. 221.

J. Picht: Beitrag zur Theorie des Geschoß-  
knales. S. 224.

H. Schnell: Ein Beitrag zum Studium der  
Erdbebennachläufer. S. 241.

V. Inglada: Über die Berechnung der  
Herdtiefe auf Grund der Lage des In-  
flexionspunktes der  $\bar{P}$ -Laufzeitkurve.  
S. 317.

St. Mohorovičić: Über die Berechnung  
der Herdtiefe auf Grund der Lage des  
Inflexionspunktes der  $\bar{P}$ -Laufzeitkurve.  
(Bemerkung zur Arbeit des Herrn  
Prof. V. Inglada.) S. 326.

B. Gutenberg: Die Bodenunruhe durch  
Brandung. S. 328.

V. Conrad: Zur Frage der Periodizität der  
Erdbeben. S. 339.

E. Tams: Die seismischen Verhältnisse des  
offenen Atlantischen Ozeans. S. 361.

K. Uller: Die Entwicklung des Wellen-  
begriffes. S. 364.

K. Uller: Welleninduktion. S. 364.

B. Gutenberg: Der Aufbau der Erdkruste.  
S. 371.

## II. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde.

A. Wigand: Luftelektrische Aufgaben der  
arktischen Forschung. S. 46.

H. Haalck: Die neue magnetische Uni-  
versalwage. S. 58.

J. Egedal: Über eine Verbindung zwischen  
den mondtägigen und den sonnen-  
tägigen Variationen der magnetischen  
Deklination. S. 80.

H. U. Sverdrup: Ergebnisse der Messungen  
des Potentialgefälles auf der „Maud“-  
Expedition. S. 93.

A. Nippoldt: Verteilung der örtlichen  
magnetischen Störungen in Europa.  
S. 313.

## III. Physik des Meeres.

O. Meissner: Bestimmung der Haupt-  
mondtide  $M_2$  in Swinemünde für die  
Jahre 1898 bis 1907. S. 75.

A. Defant: Triftströme bei geschichtetem  
Wasser. S. 310.

A. Defant: Bericht über die Ergebnisse  
der Meteorexpedition. S. 340.

## IV. Physik der Atmosphäre.

L. N. Bogoiavlensky und Al. Al. Lo-  
makin: Über die durchdringenden Erd-  
strahlungen. S. 87.

P. Goetz: Das Strahlungsklima von Arosa.  
S. 118\*.

K. Büttner: Versuche über die durch-  
dringende Strahlung. S. 161.

O. Hoelper: Über die Intensitätsvertei-  
lung im ultravioletten Sonnenspektrum.  
S. 184.

K. Büttner: Blei-Absorptionsmessungen der  
Höhenstrahlung im Flugzeug. S. 236.

O. Meisser: Der Einfallswinkel des anor-  
malen Luftschalles. S. 285.

G. M. B. Dobson: Note on the Accuracy  
of Spectroscopic Measurements of the  
Amount of Ozone in the Atmosphere.  
S. 307.

Hoelper: Entgegnung an Herra Dobson.  
S. 309.

L. W. Pollak: Verallgemeinerte Isobaren.  
S. 336.

Chr. Jensen: Der gegenwärtige Stand  
und die Aufgaben der atmosphärischen  
Polarisationsforschung. S. 351.

H. v. Ihering: Das Klima der Tertiärzeit.  
S. 365.

J. Bartels: Veranschaulichung beobachteter  
Perioden und ihre Genauigkeit. S. 389.

## V. Angewandte Geophysik.

R. Ambronn: Einige Bemerkungen zur  
Möglichkeit der Aufsuchung und Lokali-  
sierung von schlecht oder nicht leiten-  
den Einlagerungen im Untergrund mittels  
elektrischer Wechselstrommethode. S. 68.

A. Gibsone: Über die Grenze der An-  
wendbarkeit elektrischer Schürfmethode  
mittels Wechselstrom. S. 238.

K. Kilchling: Über die Messungen mit der  
gleichmäßig gedrehten Drehwage und  
ein neues Rechenverfahren. S. 281.

W. Heine: Die Bestandteile des magneti-  
schen Feldes bei geophysikalischen  
Bodenuntersuchungen mit Wechselstrom  
und seine Beeinflussung durch leitende  
Einlagerungen. S. 293.

F. Müller: Radioaktivitätsmessungen als geo-  
physikalische Aufschlußmethode. S. 330.



- A. Berroth, W. Schweydar, K. Jung  
siehe Abschnitt I. 1.: Physik des festen  
Erdkörpers.  
G. Angenheister, O. Meisser und  
H. Martin, H. Mothes siehe Ab-  
schnitt I. 2.: Physik des festen Erdkörpers.  
H. Haalck siehe Abschnitt II.: Magne-  
tisches und elektrisches Feld der Erde.

#### Mitteilungen und Verschiedenes.

- W. Stekloff†. S. 48.  
Wilhelm Milch†. S. 256.  
Karl Mack zum 70. Geburtstag. S. 256.  
Mitteilungen. S. 315.  
Berichtigung. S. 120; S. 200; S. 380.  
Einladung zur Tagung der Deutschen Geo-  
physikalischen Gesellschaft. S. 255.  
Tagung und Hauptversammlung d. Deutschen  
Geophysikalischen Gesellschaft in Frank-  
furt a. M. vom 26./28. September 1927.  
S. 316.  
Bericht über die sechste Tagung d. Deutschen  
Geophysikalischen Gesellschaft in Frank-

furt a. M. vom 26./28. September 1927.  
S. 377.

- Mitgliederverzeichnis der Deutschen Geo-  
physikalischen Gesellschaft nach dem  
Stand vom 1. März 1927. S. 121.  
Neuaufnahmen. S. 200; S. 380.  
Adressenänderungen. S. 48; S. 200; S. 256;  
S. 380.  
Verstorben. S. 380.

#### Literaturverzeichnis.

- S. I bis XX. Heft 2/3.  
S. XXI bis XXXVI. Heft 6.  
S. XXXVII bis LII. Heft 8.

#### Geophysikalische Berichte.

- S. 1 bis 32. Heft 1.  
S. 33 bis 48. Heft 2/3.  
S. 49 bis 64. Heft 4.  
S. 65 bis 76. Heft 5.  
S. 77 bis 104. Heft 6.  
S. 105 bis 124. Heft 7.  
S. 125 bis 140. Heft 8.

# Mitgliederverzeichnis

## der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft nach dem Stande vom 1. März 1927.

Bankkonto: Deutsche Bank, Filiale Hamburg. Postscheckkonto: Hamburg Nr. 43 999.  
(Beides für die Deutsche Geophysikalische Gesellschaft.)

### Vorstand der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft.

Ehrenvorsitzender: E. WIECHERT, Göttingen.

1. Vorsitzender: AD. SCHMIDT, Potsdam.

2. Stellvertretende Vorsitzende: H. HERGESELL, Lindenberg;  
E. KOHLSCHÜTTER, Potsdam.

Schatzmeister: R. SCHÜTT, Hamburg 24, Papenhuder Straße 8.

Schriftleiter der Zeitschrift für Geophysik: G. ANGENHEISTER, Potsdam.

### Weitere Vorstandsmitglieder:

A. DEFANT, Berlin; FR. KOSSMAT, Leipzig; C. W. LUTZ, München; W. MEINARDUS,  
Göttingen; L. WEICKMANN, Leipzig; A. WIGAND, Stuttgart-Hohenheim.

Es wird gebeten, Änderungen der Anschrift dem Vorsitzenden, dem Schatzmeister und der Schriftleitung  
mitzuteilen.

(Die mit \* Bezeichneten sind Gründer der Gesellschaft.)

- \*1. ALMSTEDT, KARL, Dr., Braunschweig, Leonhardstraße 41.
2. ANDRAN, E., Dr., Haag (Holland), Nieuwhuisstraße 4.
- \*3. ANDRÉE, K., Prof. Dr., Vorst. d. Geophys. Warte d. Albertus-Universität Königs-  
berg i. Pr., Lange Reihe 4.
- \*4. ANGENHEISTER, G., Prof. Dr., Abt.-Vorsteher am Preuß. Geodätischen Institut,  
Potsdam, Marienstraße 34.
- \*5. ANSEL, Prof. Dr., Freiburg i. Br., Burgunder Straße 30.
6. Badische Geologische Landesanstalt, Freiburg i. Br.
7. BARTELS, JULIUS, Dr., Eberswalde, Neue Kreuzstraße 17.
8. Bayerische Landeswetterwarte München, Gabelsbergerstraße 55.
9. BELAR, ALBIN, Prof., Direktor des Observatoriums „Sir Humphrey Davy“ Gorje  
Bled (Jugoslawien).
10. BEMMELEN, W. VAN, Prof. Dr., Den Haag (Holland), Blankenburgstraße 31.
11. BENNDORF, H., Prof. Dr., Phys. Institut d. Universität Graz (Österreich).
- \*12. BERGER, RUDOLF, Assistent am Geodätischen Institut Potsdam.
13. BÖKELE, Prof., Leiter der Erdbebenwarte Ravensburg.
14. BORN, A., Prof. Dr., Berlin-Grunewald, Hohenzollerndamm 86.
15. BRAND, J., Dr., Bremen, Viktoriastraße 6.
16. BRINKMANN, R., Privatdozent, Dr., Geolog. Institut Göttingen.
- \*17. BURMEISTER, Dr., Assistent an der Erdphys. Warte b. d. Sternwarte München.
18. CLOOS, E., Geologe Dr., Hannover, Gellertstraße 25a.
19. CONRAD, V., Prof. Dr., Leiter der Erdbebenwarte der Zentralanstalt f. Meteorolo-  
gie und Geodynamik, Wien VI (Österreich), Mariahilfer Straße 91.

20. DEFANT, A., Prof. Dr., Direktor d. Inst. f. Meeresk., Berlin NW., Georgenstraße 34.
21. DERAGA, A., Observer, Geophysical Observatory Balboa, Orange County, California.
22. Dominion Observatory, Ottawa (Canada).
23. Erdbebenstation am Physikalischen Institut der Universität Graz (Österreich).
- \*24. ERRULAT, Dr., Assistent a. d. Geophysikal. Warte Königsberg i. Pr.
25. FONTSERÉ, EDUARDO, Prof. Dr., Direktor der seismischen Station des Observatoriums Fabra, Barcelona (Spanien), C. Salmeron 11.
- \*26. FRIEDLÄNDER, IMM., Dr., Direktor d. Vulkanologischen Instituts Neapel (Italien), Vomero, Via Luigia San Felice 60.
27. Fysikalische Laboratoriet, Helsingfors (Finland), Brombergsterrassen.
28. GALBAS, P. A., Dr., Rüstringen, Holtermannstraße 63 d.
29. GELLA, N., Ingenieur, Kassel-Wilhelmshöhe, Kohlenstraße 419.
30. Geophysikal. Institut der Universität Leipzig, Thalstraße 38.
31. Geographisches Seminar der Universität Göttingen, Prinzenstraße.
32. Geolog.-paläontologisches Institut der Universität Heidelberg.
33. Geolog.-paläontologisches Institut der Universität Leipzig, Thalstraße 35.
34. Geophysikal. Institut der Universität Göttingen, Herzberger Straße 180.
35. Geophysikal. Warte Königsberg i. Pr., Lange Reihe 4.
36. GEUSSENHAINER, Dr., Hannover, Gellertstraße 25 A.
37. GÖCKEL, A., Prof. Dr., Universitätsinstitut für Kosmische Physik Freiburg (Schweiz).
38. GOMEZ DE LLARENA, JOAQUIN, Prof. Dr., Direktor d. Real Instituto de Jovellanos, Gijon (Spanien).
39. GÜNZBURGER, O., Dr., Freiburg i. Br., Karthäuserstraße 26.
- \*40. GUTENBERG, BENNO, Prof. Dr., Darmstadt, Mühlstraße 6.
41. HAALCK, H., Dr., Berlin-Steglitz, Albrechtstraße 38.
42. HAARMANN, Prof. Dr., Berlin-Halensee, Küstriner Straße 11.
43. HARTMANN, W., Dr., Bremische Landeswetterwarte.
- \*44. HAUBOLD, Dr., Göttingen, Calsowstraße 10.
45. HAUSMANN, K., Geh. Reg.-Rat Prof. Dr.-ing. h. c., Schwäbisch-Gmünd, Arlerstr. 24.
- \*46. HECKER, O., Geh. Ober-Reg.-Rat Prof. Dr., Direktor der Reichsanstalt f. Erdbenenforschung, Jena, Villengang 3.
47. HEILAND, C., Prof. Dr., Prof. of Geophysics Colorado School of Mines, Golden, Colorado (U. S. A.).
48. HEISE, W., Bergingenieur, Houston (Texas), 109 Hawthone Avenue.
49. HERGESELL, H., Geh. Reg.-Rat Prof. Dr., Direktor d. Aeronautischen Observatoriums Lindenberg, Kreis Beeskow.
50. HUBERT, F., Dr. Stud.-Ass., Emden, Petkumer Straße 42.
51. HUNKEL, D., Bad Homburg v. d. H., Friedrichspromenade 83.
52. Institut f. Kosmische Physik d. Universität Innsbruck, Schöpfstraße 41.
53. Institut f. Meereskunde Berlin NW, Georgenstraße 34—36.
54. Institut f. Meteorologie und Geophysik Frankfurt a. M., Feldbergstraße 47.
55. JENSEN, C., Prof. Dr., Technische Staatslehranstalten Hamburg, Privatdozent a. d. Universität, Hamburg, Lübecker Straße 24.
56. JONGMANS, W., Dr., Directeur van het Geologisch Bureau voor het Nederlandsche Myngebied Heerlen (Holland), Akerstraat 86.
57. KAPPES, TH., Dipl.-Ing., Markscheider, Assistent a. d. Techn. Hochschule Aachen.
58. KAYSER, E., Geh. Reg.-Rat Prof. Dr., München, Giselastraße 29.
59. KLEINSCHMIDT, Prof. Dr., Direktor d. meteorol. Abteilung d. Württemb. Statist. Landesamts Stuttgart.
60. KÖLZER, J., Reg.-Rat Dr., Referent im Reichswehrministerium, Berlin W 30, Nollendorfstraße 29/30.
61. KOENIGSBERGER, J., Prof. Dr., Freiburg i. Br., Günterstalstraße 47.

62. KOHLSCHÜTTER, E., Wirkl. Admiral-Rat Prof. Dr., Dir. d. Geod. Inst. Potsdam.
63. KOLB, W., Markscheider, Hannover, Gellertstraße 25a.
64. KOSCHMIEDER, K., Dr., Direktor d. Staatl. Observ. Danzig-Langfuhr, Heeresanger 9.
- \*65. KOSSMAT, FR., Geh. Bergrat Prof. Dr., Direktor d. sächs. Geolog. Landesuntersuchung, Leipzig, Talstraße 35.
66. KRAHMANN, R., Dr.-Ing., Dipl. Berging., Cassel-Wilhelmshöhe, Kohlenstraße 423.
- \*67. KRUMBACH, G., Reg.-Rat bei d. Reichsanst. f. Erdbebenf., Jena, Humboldtstraße 12.
68. LINK, E., Reg.-Baumeister. Vertreter d. Siemens-Schuckertwerke, Rio de Janeiro (Brasilien), Caixa Postal 1812.
69. LINKE, F., Prof. Dr., Leiter d. Meteorol. Geophysikal. Instituts Frankfurt a. M., Feldbergstraße 47.
- \*70. LÖHR, Markscheider, Vorsteher der Erdbebenwarte der Westfälischen Berggewerkschaftskasse Bochum, Kanalstraße 24.
71. LOOS, P. A., Dr., Godoy Crux, Prov. de Mendoza (Argentinien), Perito Moreno 1161.
72. LÜCKERATH, H., Dr., Hannover, Gellertstraße 25a.
73. LUTZ, C. W., Prof. Dr., Leiter d. Erdphysikal. Warte b. d. Sternwarte München.
- \*74. MACK, C., Prof. Dr., Hohenheim bei Stuttgart.
75. MAINKA, C., Prof. Dr., Leiter der Oberschles. Erdwissenschaftlichen Landeswarte, Ratibor O. S., Bahnhofstraße 4.
76. MARTIN, J., Dr., Jena, Saalbahnhofstraße 16.
77. MEINARDUS, Prof. Dr., Direktor des Geograph. Seminars Göttingen, Grüner Weg 2.
78. MEISSER, O., Dr., Assistent a. d. Reichsanst. f. Erdbebenf. Jena, Fröbelstieg 3.
79. MEISSNER, O., Potsdam, Stiftstraße 2.
80. Meteorol. Magn. Obs. Potsdam, Telegraphenberg.
81. Meteorol. Institut d. Rep. Türkei, Angora Observat., Poste Boite 50.
82. MEYER, W., Geophysiker Dr., Hannover, Gellertstraße 25 A.
83. MIHAILOVIĆ, J., Prof. Dr., Dir. d. Inst. Seismologique, Beograd, Tasmaidam, S. H. S.
84. MILCH, W., Dr., Meteorol. Geophys. Institut, Frankfurt a. M., Feldbergstraße 47.
- \*85. MINTROP, L., Dr., Direktor d. Seismos, G. m. b. H., Hannover, Gellertstraße 25a.
86. MÜGGE, R., Dr., Göttingen, Wilhelm-Weberstraße 9.
87. MÜLLER-LIEBENAU, J., Bergass., Dortmund, Bismarckstraße 48.
88. NAVARRO NEUMANN, M. M., S. J., Dr., Direktor der Seism. Station Cartuja-Granada (Spanien).
89. NIPPOLDT, A., Prof. Dr., Potsdam, Weißenburger Straße 31.
90. NORLUND, N. E., Prof. Dr., Dir. d. Dän. Gradmessung, Kopenhagen, Universität.
91. PICHT, JOHANNES, Dr., Potsdam, Geodätisches Institut, Telegraphenberg.
92. PILGRIM, L., Prof., Dr., Meteorol. Abteil. d. Württemb. Stat. Landesamtes Stuttgart, Urbanstraße 68.
- \*93. POLIS, P., Prof. Dr., Direktor des Meteorol. Observ. Aachen, Monheimsallee.
94. POLLAK, I. W., Dr., Privatdozent a. d. deutsch. Univ. Prag, Smichov Švédská 28.
95. PRANDTL, L., Prof. Dr., Göttingen, Böttingerstraße 8.
96. Preuß. Geodät. Institut Potsdam, Telegraphenberg.
97. Preuß. Geolog. Landesanstalt Berlin N 4, Invalidenstraße 44.
98. REICH, H., Dr., Geologe a. d. Preuß. Geol. Landesanst. Berlin N 4, Invalidenstraße 44.
99. Reichsanstalt für Erdbebenforschung, Jena, Fröbelstieg 3.
100. RELLENBACH, O., Dr., Hannover, Gellertstraße 25a.
101. RENQVIST, H., Dr., Abteilungsvorst. a. Institut f. Meeresforschung, Helsingfors (Finnland), Apollo Gatan 3.
102. RÉTHLY, A., Prof. Dr., Türk. Meteorol. Inst. Angora, Türkei, Poste Boite 50.
103. REUTLINGER, G., Assistent a. d. Techn. Hochschule Darmstadt, Saalbaustraße 81.
104. RITZAU, K., Diplom.-Ing., Houston, Texas, U. S. A. North American Exploration Co. First National Bank building.



105. RIZZO, G. B., Prof. Dr., Direktor d. Osservatorio de Messina (Sizilien).
106. ROBITZSCH, N., Dr., Aeronautisches Observatorium Lindenberg, Kr. Beeskow.
107. RÖPKE, C., Geophysiker Dr., Bisperode bei Hameln.
108. ROESENER, FR., Studienrat Dr., Hannover, Ferdinandstraße 16<sup>II</sup>.
109. ROMBERG, A., Dr., Prof. d. Physik, Universität Austin, Texas, U. S. A.
110. SCHLOMKA, TH., Dr., Halle a. S., Zietenstraße 6.
111. SCHMIDT, AD., Geh. Reg.-Rat Prof. Dr., Vorst. d. Meteorol. Magn. Inst. Potsdam.
112. SCHMIDT, C., Geologe Dr., Hannover, Gellertstraße 25a.
- \*113. SCHÜTT, R., Prof. Dr., Vorsteher der Hauptstation f. Erdbebenforschung am Physik. Staatsinstitut, Hamburg 24, Papenhuderstraße 8.
114. Schweizerische Meteorol. Zentralanst. Zürich.
- \*115. SCHWEYDAR, W., Prof. Dr., Potsdam, Leipziger Straße 21.
116. SCHWINNER, R., Prof. Dr., Graz (Österreich), Schillerstraße 1<sup>II</sup>.
117. SEIDL, E., Geh. Rat Dr.-Ing., Berlin NW 87, Tiele-Wardenbergstraße 9<sup>II</sup>.
118. SEIDLITZ, W. v., Prof. Dr., Geolog. Inst., Jena, Reichardtstieg 4.
119. Seismos, Ges. zur Erforschung von Gebirgsschichten u. nutzbaren Lagerstätten, Hannover, Gellertstraße 25a.
- \*120. SIEBERG, A., Prof. Dr., Reg.-Rat b. d. Reichsanst. f. Erdbebenf., Jena, Schützenstr. 17.
121. SIEMENS & HALSKE, Zentralstelle f. wissenschaftlich-technische Forschungsarbeiten des SIEMENS-Konzerns, Siemensstadt bei Berlin.
122. SPITALER, R., Prof. Dr., Vorstand d. Instituts f. kosmische Physik d. Deutschen Universität Prag II, Venicna 3.
123. STILLE, K., Prof. Dr., Dir. d. Geolog. Inst. d. Univ. Göttingen, Herzbergerlandstraße 55.
124. STINY, J., Prof. Dr., Höhere Forstlehranstalt Bruck a. d. Muhr (Österreich).
125. STRAUBEL, R., Prof. Dr., Geschäftsleiter d. Zeisswerkes Jena, Botzstraße 10.
126. STÜBE, G., Dr., Geophysik. Institut Frankfurt a. M., Feldbergstraße 47.
127. TAMMANN, G., Geh. Rat Prof. Dr., Dr.-Ing. h. c., Direktor d. Phys.-Chem. Instituts Göttingen, Bürgerstraße 50.
128. TAMS, E., Privatdozent, Prof. Dr., Wissenschaftl. Rat a. d. Hauptstation f. Erdbebenforschung, Hamburg 36, Jungiusstraße 9.
129. Taunusobservatorium, Post Königstein im Taunus.
130. TEICHERT, K., Dr., Königsberg i. Pr., Kurstraße 3.
131. TETENS, O., Prof. Dr., Lindenberg, Kreis Beeskow.
132. THOMAS, E., Geologe u. Diploming. Dr., Cannawurf bei Heldringen.
133. TRAPPE, FR., Dr., Hannover, Gellertstraße 25a.
134. VISSER, S. W., Dr., Koninkl. magn. Met. Observ. Weltevreden Java Nederl. Indie.
135. WEGENER, A., Prof. Dr., Graz (Steiermark), Blumengasse 9.
136. WEICKMANN, L., Prof. Dr., Vorst. d. Erdbebenwarte d. Univ. Leipzig, Talstraße 38.
137. WEIGELT, I., Prof. Dr., Halle a. S., Bernburgerstraße 28.
138. WIECHERT, E., Geh. Reg.-Rat Prof. Dr., Direktor d. Geophysik. Instituts d. Universität Göttingen, Herzbergerlandstraße 180.
139. WIGAND, A., Prof. Dr., Vorst. d. Phys. Instituts d. Landw. Hochschule u. d. Erdbebenwarte Hohenheim b. Stuttgart.
140. WILIP, Prof. Dr., Physik. Institut d. Universität Dorpat (Estland).
141. WILSKI, P., Prof. Dr., Vorst. d. Erdbebenwarte d. Techn. Hochschule Aachen, Kurbrunnenstraße 18.
142. WOLF, M., Geh. Hofrat Prof. Dr., Vorst. d. Bad. Landessternwarte Heidelberg-Königstuhl.
143. WÜST, Assistent am Institut f. Meereskunde, Generalsekretär d. Ges. f. Erdkunde, Berlin NW., Georgenstraße 34—36.
- \*144. ZEISSIG, C., Prof. Dr., Vorst. d. Seismischen Station Darmstadt-Jugenheim.
145. Zentralanstalt f. Meteorologie u. Geodynamik, Wien XIX, Hohe Warte 38.

## Literaturverzeichnis.

Abkürzungen, die bei den Quellenangaben benutzt worden sind.

Abh. = Abhandlungen.	Ges. = Gesellschaft.	Publ. = Publikationen, Publications, Publications.
Ann. = Annalen, Annales.	Int. = International.	QuJ. = Quarterly Journal.
Arch. = Archiv.	Inst. = Institut, Institution.	Rend. = Rendiconto.
Astr. = Astronomie, Astronomy oder astronomisch, astronomical, astronomique.	Instr. = Instrument.	Res. = Research.
Ass. = Association.	Instrk. = Instrumentenkunde.	Rev. (Riv.) = Review, Revue (Rivista).
Beitr. = Beitrag, Beiträge.	J. = Journal.	Repr. = Reprint.
Ber. = Bericht, Berichte.	Jb. = Jahrbuch.	SA. = Sonderabdruck.
Bol. = Bolletino, Boletim.	Komm. = Kommission.	Sc. = Science(s).
Bull. = Bulletin.	Labor. = Laboratorium, Laboratory.	Scient. = Scientific, Scientifique.
Coll. = College, Collegio.	Mag. = Magazin.	Soc. = Society, Société.
Comm. = Commission.	Magn. = Magnetismus.	Sternw. = Sternwarte.
Contr. = Contribution.	Med. = Mededeelingen, Meddelelser.	Surv. = Survey.
Counc. = Council.	Mem. (Mém.) = Memoiren, Memoires, Mémoires.	Techn. = Technik.
CR. = Comptes Rendus.	Met. = Meteorologie.	T. H. = Technische Hochschule.
Diss. = Dissertation.	Mitt. = Mitteilungen.	Trans. = Transactions.
Dt. = Deutsch.	Nachr. = Nachrichten.	Univ. = Universität.
Earthqu. = Earthquake.	Nat. = National.	Verh. = Verhandlungen.
Encykl. = Encyclopédie.	Not. = Notices.	Veröff. = Veröffentlichungen.
Erdk. = Erdkunde.	Obs. = Observatorium, Observatory, Observatorio.	Wis. = Wissenschaften.
Geod. = Geodäsie, Geodesy [Géodésie] oder die betr. Adjektive.	Observ. = Observations.	Yb. = Yearbook.
Geoph. = Geophysik, Geophysics, Géophysique oder die betr. Adjektive.	Oss. = Osservatorio.	Z. = Zeitschrift.
	Proc. = Proceedings.	Ztg. = Zeitung.

### I. Bewegung und Konstitution der Erde. Schwere.

#### 1. Rotation, Umlauf, Präzession, Nutation, Polschwankung.

- Brown, E. W.: The earth's rotation. (Letter to the edit. of the Observatory.) The Observatory **50** (634), 90, 1927.
- Spencer, Jones H.: The rotation of the earth. Monthly Not. **87**, 4—31, 1926.
- Brown, E. J.: Use of the gravity pendulum as a timepiece for longitude determinations. U. S. Nat. Res. Counc. **11** (56), 54—56, 1926.
- Hartmann, J.: Vorversuche zur drahtlosen Längenbestimmung von La Plata. Astr. Nachr. **229**, 5486, 1927.
- Willis, J. E.: Correlation of winds and determinations of longitude. Astr. J. **37**, 872, 1927.
- Barbieri, N.: Determinazione di latitudine astronomica eseguita ad Andrate nell'agosto 1926. Rom Atti Rend. (6) **5**, 111—113, 1927.
- Littell, F. B.: Variation of latitude observations at the U. S. Naval Observatory. Astr. J. **37**, 875, 1927.
- Yamamoto, J.: Simultaneous Observations of Latitude Variation with Special Arrangements for the Investigation of the Atmospheric Refraction Effects at Mizusawa. Kyoto Coll. Mem. (A) **6**, 313—408, 1922/23.
- Kimura, H.: New study of the polar-motion based on the luni-solar actions. Tokyo Proc. **2**, 470—475, 1926.
- Pollak, L. W.: Das Periodogramm der Polbewegung. Gerlands Beitr. **16**, 108—194, 1927.
- Bowie, W.: Use of the gravity pendulum as a timepiece. U. S. Coast. Geod. Surv. Serial No. 356, 1926, 2 S.

- Wanach, B.: Uhrenkontrolle durch Funkzeitsignale. *Sterne* 1927, S. 37—46.  
Hopfner, F.: Über Radiozeit, ihre Abgabe und Aufnahme. *Wien. Geogr. Ges. Mitt.* 69, 209—223, 1926.  
Hayn, F.: Einige Erfahrungen mit Pendeluhrn. *Astr. Nachr.* 229, 5480, 1927.

## 2. Figur der Erde, Masse, Schwere, Isostasie.

- Bowie, W.: The trend of geodesy. *U. S. Nat. Res. Council* 11 (56), 58—61, 1926.  
Heiskanen, W.: Über die Erddimensionen. *Vierteljahrsschrift Astr. Ges.* 61, 215—219, 1926.  
Schmehl, H.: Über die Anzahl der geodätischen Linien zwischen zwei Punkten des Erdellipsoids. *Z. f. Verm.* 1927, S. 1—9.  
Cambridge Instrument Co. Ltd. Pendulum apparatus for gravity determinations. *Engineering* 122, 271—272, 1926. *Ref. Z. f. Instrk.* 47, 156—157, 1927.  
Muller, J. J. A.: Dutch pendulum observations in the Atlantic and the Pacific. *Nature* 118, 930—932, 1926.  
Heyl, P. R.: Preliminary report on the use of a tuning fork in gravity measurements. *U. S. Nat. Res. Council* 11, (56), 53, 1926.  
Somigliana, C.: Sulla relazioni che esistono fra le costanti geoidiche et i valori della gravità. *Rom. Atti Rend.* (6) 5, 11—16, 1927.  
Swick, C. H.: Recent determinations of gravity at sea. *U. S. Nat. Res. Council* 11, (56), 56—58, 1926.  
Adams, L. H.: The earth's crust and the discontinuity beneath it. *Ebenda*, S. 29—30.  
Bowie, W.: Relation of earthquakes to isostasy. *Ebenda*, S. 72—73.  
Niethammer, Th.: Zur Theorie der isostatischen Reduktion der Schwerebeschleunigung. (2. Mitt.) *Basel, Naturf. Ges. Verh.* 37, 220—234, 1926.  
Stackler, W.: Der isostatische Zustand Ostafrikas auf Grund der Ergebnisse der Ostafrikanischen Pendel-Expedition. *Diss. Univ. Berlin* 1926. *SA.: Mitt. Dt. Schutzgeb.* 34, 1926. 4<sup>o</sup>. 19 S., 1 Karte.  
Evans, J. W.: Regions of compression. *Nature* 119, 15—17, 55—58, 1927.  
Heyl, P. R.: The density of the earth and the inferences to be drawn from it. *U. S. Res. Council. Bull.* 11 (56), 25—26, 1926.  
Nakaoka, H.: Variation of density and of elastic constants in the interior of the earth. *Tokyo Proc.* 2, 529—532, 1926.

## 3. Temperatur und Aggregatzustand der Erde, Geochemie.

- Brush, Ch. F.: Discussion of the kinetic theory of gravitation III. Some experimental evidence supporting theory; continual generation of heat in some igneous rocks and minerals. Relation of this to the internal heat of the earth and presumably of the sun. *Proc. Am. Phil. Soc.* 65, 207—230, 1926.  
Nagaoka, H.: Elasticity and temperature of the material in the interior of the earth. *Tokyo Proc.* 2, 484—488, 1926.  
Jeffreys, H.: The viscosity of the earth (fourth paper). *Monthly Not. Geoph. Suppl.* 1, 412—424, 1927.  
Evans, J. W.: The structure of the continents. *Nature* 118, 696, 1926.  
Fenner, C. N.: Magmatic problems of the Aleutians. *U. S. Nat. Res. Council* 11 (56), 124—127, 1926.  
Washington, H. S.: The chemical composition of the earth, of meteorites, and of the sun's atmosphere. *Ebenda*, S. 30—32.

- Joly, J.: The geological age of the earth. (The 27th Robert Boyle Lecture.) Oxford Univ. Press. 18 S.
- Schmiedel, O.: Das Alter der Erde nach dem Abkühlungsprozeß. 8°. Mit 12 Abb., 70 S. Berlin, Ferd. Dümmler, 1927.

## II. Veränderungen und Bewegungen an der Erdkruste und Seismik.

### 1. Tektonik, Vulkanismus, Vereisung, Klimaschwankung.

- Quiring, H.: Zwei Methoden zur Berechnung der Mächtigkeit tektonisch bewegter Regionalschollen. Geol. Rundsch. **17**, 391—397, 1926.
- Reichert, H.: Tektonik des Meissner Syenit-Granitmassivs. Leipzig. Abh. **39**, 5, 1926. 4°. 63 S., 1 Tf.
- Rohleder, H. P. T.: Bodenknaule in Nord-Island. Z. f. Geoph. **3**, 43—46, 1927.
- Staub, R.: Gedanken zur Tektonik Spaniens. Zürich Naturf. Ges. Vierteljahrsschrift **71**, 196—261, 1926.
- Teumer, Th.: Die gegenseitige Verschiebung von Wasserhülle und Festland als Folge von Zentrifugalreaktionen am Erdellipsoid und ihre geologischen Wirkungen. Z. Dt. Geol. Ges. **78** (A), 583—599, 1926.
- Voitesti, J. P.: Betrachtungen über die Tektonik und das Alter der karpathischen Salzstöcke. Wien. Geogr. Ges. **69**, 242—252, 1926.
- Waagen, L.: Zur Mechanik der Brüche und Verwerfungen. Z. prakt. Geol. **35**, 1—7.
- Fujiwhara, S.: On the echelon structure of Japanese volcanic ranges and its significance from the vortical point of view. Gerlands Beitr. **16**, 1—14, 1927.
- Kodaira, Y.: Conduction of heat within a volcano. Tokyo Centr. Met. Obs. Geoph. Mag. **1**, 14—27, 1926. 5 Tf.
- Ponte, G.: Sulla temperatura delle colate laviche dell'Etna. Rom Atti Rend. (6), **5**, 187—190, 1927.
- Krawez, T. P.: Über die geologischen Folgen von Verlagerungen der Polarachse. (Russisch.) Irkutsk 1926.
- Leverett, F.: The pleistocene glacial stages: were there more than four? Proc. Am. Phil. Soc. **65**, 105—118, 1926.
- Hopfner, F.: Mathematische Grundlagen zu einer astronomischen Theorie der Klimaschwankungen. Gerlands Beitr. **15**, 354—375, 1926; **16**, 15—53, 1927.

### 2. Elastische Deformationen, Seismizität, Seismik.

- Bowie, W.: Relation of earthquakes to isostasy. U. S. Nat. Res. Council. **11** (56), 72—73, 1926.
- Brazier, C. E. et Eblé, L.: Résumé des observations sismologiques faites à l'Observatoire du Parc Saint-Maur en 1924. Paris Inst. Phys. du Globe Ann. **4**, 111—112, 1926.
- Conrad, V.: Die Möglichkeit einer merkwürdigen Kompensationserscheinung bei der seismischen Aktivität verschiedener Faltungsgebiete. Z. f. Geoph. **2**, 314—318, 1926.
- Derselbe: Erdbeben, Mondphasen, Sonnenflecken. Ebenda, S. 309—311.
- Daly, R. A.: Our mobile earth. Ill. with maps, diagrams, and photographs. New York, Charles Scribners Sons, 1926. 8°. XXIV, 342 S.
- Davison, Ch.: The annual periodicity of earthquakes. Phil. Mag. (7) **3**, 529—534, 1927.



- Giessberger, H.: Das Schriftum zur Erdbebenkunde Bayerns. Nürnberg 1926. 8<sup>o</sup>. 16 S.
- Gutenberg, B.: Zur Frage der Laufzeitkurven. *Z. f. Geoph.* **2**, 305—309, 1926.
- Heritsch, F.: Wirkungen der Erdbeben auf Bauwerke (nach Bildern vom Erdbeben von Rann a. d. Save, 29. Januar 1917). *Geolog. Charakterbilder*, Heft 34. Berlin 1927. 4<sup>o</sup>. 16 S., 8 Tf.
- Hodgson, E. A.: Minute cooling effects revealed by the seismograph. *U. S. Nat. Res. Coun.* **11** (56), 64—65, 1926.
- Jeffreys, H.: On near earthquakes. *Monthly Not. Geoph. Suppl.* **1**, 385—402, 1926.
- Imamura, A.: Analytic investigation of the great Kwantô earthquake. *Tokyo Proc.* **2**, 401—404, 1926.
- Derselbe: A long period horizontal pendulum. *Ebenda*, S. 489—491.
- Derselbe: Note on our seismometrical improvements. (Japanisch; engl. Bemerkungen.) *Tokyo Earthqu. Res. Inst.* **1**, 7—25, 1926. 2 Tf.
- Inglada-Ors, V.: Nuevo procedimiento de cálculo de las coordenadas del foco sísmico por medio de las horas de  $\bar{P}$  registradas en varias estaciones próximas. *Ibérica* 1926, Nr. 639.
- Ishimoto, M.: Construction d'un nouveau microsismographe. (Japanisch; franz. Auszug.) *Tokyo Earthqu. Res. Inst.* **1**, 1—3, 1926.
- Kodaira, Y.: On the effect on the pendulumic motion of the driving weight on the speed of the recording drum of a seismograph. *Tokio Centr. Met. Obs. Geoph. Mag.* **1**, 9—13, 1926.
- Lutz, C. W.: Ortsgültige Laufzeitkurven. *Z. f. Geoph.* **3**, 34—43, 1927.
- Macelwane, J. B.: The Jesuit seismographic stations in the United States and Canada—a retrospect. *Seism. Soc. Am. Bull.* **16**, 187—193, 1926.
- Derselbe: New seismological tables. *U. S. Nat. Res. Coun.* **11** (56), 65—69, 1926.
- Matuzawa, T.: On the relative magnitude of the preliminary and the principal portion of earthquake motions. *Jap. J. Astr. Geoph. Trans.* **4**, 1—33, 1 Tf., 1926.
- Meissner, E.: Les ondes de surface élastiques et leur rôle dans l'étude de l'intérieur de la terre. *Genf Arch.* (5) **8**, 343, 1926.
- Meissner, O.: Bemerkungen zu dem Aufsatz des Herrn O. Myrbach über den auslösenden Einfluß von Mond und Sonnenflecken auf die Erdbeben. *Z. f. Geoph.* **2**, 311—314, 1926.
- Derselbe: Bemerkungen zu den mikroseismischen Bewegungen, besonders über die jährliche Periode. *Preuß. Geod. Inst. Veröff.* **96**, 16—17, 1926.
- Derselbe: Geschwindigkeit und Absorptionskoeffizient der Hauptwellen. *Ebenda*, S. 17—18.
- Moidrey, J. de: Earthquakes registered on the Lukiapang magnetographs in 1925. *Terr. Magn.* **31**, 186, 1926.
- Nakamura, S.: On the estimation of the first motion of earthquake. *Tokyo Proc.* **3**, 32—34, 1927.
- Nagaoka, H.: Elasticity and temperature of the material in the interior of the earth. *Ebenda* **2**, 484—488, 1926.
- Derselbe: Asymmetric vibrations. *Ebenda* **3**, 23—27, 1927.
- Derselbe: Trajectories of seismic rays. *Ebenda*, S. 28—29.
- Navarro-Neumann, M. Ma. S.: Un pseudo-sismograma interesante. *Ibérica* 1926, Nr. 652.
- Neumann, F.: The need for seismologic observatories in the Aleutian Islands. *U. S. Nat. Res. Coun.* **11** (56), 127—130, 1926.

- Nomitsu, T. and Okamoto, M.: The causes of the annual variation of the mean sea level along the Japanese coast. *Kyoto Coll. Mem. (A)* 10, 125—161, 1927.
- Nukiyama, D.: Report on the observation of the inclination of earthcrust with spirit level. *Jap. J. Astr. Geoph. Trans.* 4, 55—62, 1926.
- Nukiyama, H. and Matsudaira, M.: The vibrometer. *Tokyo Proc.* 2, 410—413, 1926.
- Obata, J.: The application of a generating valve circuit to the measurement of pulsatory oscillations and micro-tremors. *Ebenda*, S. 405—409.
- Ogilvie, N. J.: Lower St. Lawrence river earthquake of 1925 and cooperative investigation by the Dominion Observatory and the Geodetic Survey of Canada. *U. S. Nat. Res. Council.* 11 (56), 41—46, 1926.
- Omura, H.: The change of elevation of land caused by the great earthquake of September 1st 1923. (Japanisch; engl. Auszug.) *Tokyo Earthqu. Res. Inst.* 1, 65—68, 1 Karte, 1926.
- Reid, H. F.: Note on the influence of the moon on earthquakes. *U. S. Nat. Res. Council.* 11 (56), 73—74, 1926.
- Richardson, L. F.: Springs for vertical seismograph. *Monthly Not. Geoph. Suppl.* 1, 403—411, 1926.
- Sezawa, K.: Propagation of Rayleigh-waves on a spherical surface. *Tokyo Proc.* 2, 379—382, 1926.
- Sosman, R. B.: Seismic waves, and what we learn from them as to the interior of the earth. *U. S. Nat. Res. Council.* 11 (56), 26—28, 1926.
- Suyehiro, K.: A seismic vibration analyser and the records obtained therewith. (Japanisch mit englischer Inhaltsangabe.) *Tokyo Earthqu. Res. Inst.* 1, 59—64, 2 Tf., 1926.
- Tamaru, T.: An acceleration seismometer. *Tokyo Proc.* 3, 35—40, 1927.
- Tams, E.: Bemerkungen zu der Untersuchung von Herrn Myrbach, ob Sonnenflecken und Mondphase einen auslösenden Einfluß auf Erdbeben haben. *Z. f. Geoph.* 3, 23—27, 1927.
- Turner, H. H.: Revised seismological tables and the earth's liquid core. *Monthly Not. Geoph. Suppl.* 1, 425—446, 1926.
- Vaughan, T. W.: Seismological investigations and oceanography. *U. S. Nat. Res. Council.* 11 (56), 69—72, 1926.
- Wadachi, K.: On the pulsatory oscillations in Tokyo. (Japanisch; englischer Auszug.) *Tokyo Earthqu. Res. Inst.* 1, 55—58, 1926.
- Wadati, K.: Preliminary report on the pulsatory oscillations in Tokyo. *Tokyo Centr. Met. Obs. Geoph. Mag.* 1, 35—44, 7 Tf., 1926.

### III. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde. Polarlicht.

#### 1. Das innere Magnetfeld.

- Abels, R. H.: On the secular change of terrestrial magnetism in Sverdlovsk. *Leningrad J. Geoph. Met.* 3, 207—212, 1926. (Russisch; englischer Auszug.)
- Angenheister, G.: Erdmagnetismus. *Handbuch der Physik* 15, 271—320. Berlin, Jul. Springer, 1927.
- Baldir, A.: Mesures magnétiques dans le centre et l'est de la France. (Ain, Jura, Saône-et-Loire.) *Paris Inst. Phys. du Globe. Ann.* 4, 38—51, 1926.
- Belus, R. et Maurel, L.: Mesures magnétiques dans le sud de la France. *Ebenda*, S. 52—60.
- Cour, D. la: A vertical-intensity magnetometer. *Terr. Magn.* 31, 153—163, 1926.

- Dye, D. W.: Comparison measurements between the Abinger and the N. P. L. standard horizontal force magnetometers. *Ebenda*, S. 177—185.
- Éblé, L.: Observations magnétiques faites au Val-Joyeux pendant l'année 1924. *Paris Inst. Phys. du Globe. Ann.* **4**, 1—28, 1 Tt., 1926.
- Derselbe: Mesures magnétiques dans le bassin de Paris. *Mesures magnétiques dans le centre de la France. Ebenda*, S. 61—80.
- Fauchon, R.: Première contribution à l'étude du magnétisme au soudan français. *Ebenda*, S. 119—132.
- Fisk, H. W.: Some preliminary results of diurnal variation of magnetic inclination at field stations in South America. *Terr. Magn.* **31**, 165—176, 1926.
- Fleming, J. A.: Improvements in magnetographs and variometers for observatory and field use. *U. S. Nat. Res. Counc.* **11** (56), 81—86, 1926.
- Gernet, A.: Die magnetischen Arbeiten im Jahre 1924 und die voraussichtliche Genauigkeit der Messungen in See. *Veröff. IV. (topo-hydrogr.) Abt. d. Estn. Generalst.* 1926, S. 10—96. 1 Karte. Tallinn 1926. (Estnisch und deutsch.)
- Heck, N. H.: Improvements in magnetic recording instruments to fit them for special investigations. *U. S. Nat. Res. Counc.* **11** (56), 79—81, 1926.
- Homery, G.: Déclinaison de Syrie. *Paris Inst. Phys. du Globe* **4**, 157—160, 1926.
- Madill, R. G.: The earth magnetism. *J. Astr. Soc. Canada* 1926, S. 221—223.
- Malinina, N. E. and Rose, N. V.: Some results of investigation of secular change of terrestrial magnetism on the territory of the European part of U. S. S. R. *Leningrad J. Geoph. Met.* **3**, 140—147.
- Maurain, Ch.: Mesures magnétiques dans l'ouest de la France. *Paris Inst. Phys. du Globe. Ann.* **4**, 81—92, 1926.
- Mercanton, P. L.: Inversion de l'inclinaison magnétique terrestre aux âges géologiques. *Terr. Magn.* **31**, 187—190, 1926.
- Nippoldt, A.: Die physikalische Erklärung des Erdmagnetismus. *Veröff. IV. (topo-hydrogr.) Abt. d. Estn. Generalst.* 1926, S. 97—105. Tallinn 1926. (Estnisch und deutsch.)
- Paris, Service Géographique. Mesures magnétiques effectuées en France. *Paris Inst. Phys. du Globe* **4**, 146—153, 1926.
- , Mesures magnétiques effectuées en Syrie. *Ebenda*, S. 153—156.
- Schmidt, Ad.: Ergebnisse der erdmagnetischen Beobachtungen in Potsdam im Jahre 1925. *Met. Z.* **43**, 432—433, 1926.
- Derselbe: Erdmagnetische Mittelwerte von Potsdam und Aktivität im Jahre 1926. *Ebenda* **44**, 27—28, 1927.
- Schmidt, Carl: Eine einfache Bestimmung des Verhältnisses  $H/M$ . Horizontalintensität des Erdmagnetismus zum magnetischen Moment eines Stabmagneten. *Phys. Z.* **27**, 715—716, 1926.
- Tabesse, E.: Observations magnétiques faites à l'Observatoire de Nantes pendant l'année 1924. *Paris Inst. Phys. du Globe. Ann.* **4**, 28—38, 1926.
- Derselbe: Mesures magnétiques en Normandie et en Bretagne. *Ebenda*, S. 94—108.
- Teichert, C.: Erdmagnetische Messungen im östlichen Samland. (Weitere Beiträge zum Problem der erdmagnetischen Störungen in Ostpreußen.) *Königsberg i. Pr. Phys.-ökon. Ges.* **64**, 66—95.
- Weinberg, K. B.: On the dependence of the local magnetic disturbance from the total intensity. *Leningrad J. Geoph. Met.* **3**, 148—150, 1926. (Russisch; engl. Auszug.)
- Ainsley, Th. L.: Magnetism and the deviation of the compass in iron ships. New edition. 8°. 165 S. South Shields 1926.



- Peters, W. J.: Swinging ship for the precise determination of deviations in magnetically-disturbed harbors. *Terr. Magn.* **31**, 121—122, 1926.  
 Rudge, G. T.: The determination of compass error. Annapolis, Md. U. S. Nav. Inst. Proc. **52**, 1492—1495, 1926.

## 2. Das äußere Magnetfeld.

- Bauer, L. A. and Duvall, C. R.: Studies concerning the relation between the activity of the sun and of the earth's magnetism. No. III. *Terr. Magn.* **31**, 97—101, 1926.  
 Bock, R.: Ein Beitrag zur Frage der scheinbaren Fortpflanzungsgeschwindigkeit erdmagnetischer Störungen. *Ebenda*, S. 129—131.  
 Derselbe: Magnetische Störung vom 13. bis 16. Oktober 1926. *Met. Z.* **43**, 502—503, 1926.  
 Chevallier, R.: Extinction des perturbations magnétiques à la périphérie de l'Etna. *Paris Inst. Phys. du Globe. Ann.* **4**, 133—140, 1926.  
 Chree, C.: Atmospheric ozone and terrestrial magnetism. *London Phil. Trans. A.* **110**, 693—699, 1926.  
 Deslandres, H.: The recurrence of magnetic storms. *Nature* **118**, 621—622, 1926.  
 Derselbe: Remarques sur la loi de distribution dans le temps des orages magnétiques. *CR.* **183**, 493—497, 1926.  
 Dijk, G. van: The magnetic character of the year 1925. *Terr. Magn.* **31**, 102, 1926.  
 Egedal: The lunar-diurnal magnetic variation and its relation to the solar-diurnal variation. *Ebenda*, S. 193—199.  
 Goddard, R. H.: Principal magnetic storms recorded at the Huancayo Magnetic Observatory for April to June, 1926. *Ebenda*, S. 133.  
 Derselbe: Principal magnetic storms recorded at the Huancayo Magnetic Observatory for July to September, 1926. *Ebenda*, S. 190.  
 Jelstrup, H. S.: The aurora of October 15, 1926 in Norway and sounds associated with it. *Nature* **119**, 45.  
 Johnston, H. F.: Principal magnetic storms and earthquakes recorded at the Watheroo Magnetic Observatory, April to June, 1926. *Terr. Magn.* **31**, 134—136, 1926.  
 Hartnell, G.: Principal magnetic storms recorded at the Cheltenham Magnetic Observatory, April to June, 1926. *Ebenda*, S. 134.  
 Derselbe: Principal magnetic storms recorded at the Cheltenham Magnetic Observatory, July to September, 1926. *Ebenda*, S. 186.  
 Derselbe: Magnetic storm of October 14—16, 1926, as recorded at the Cheltenham Magnetic Observatory. *Ebenda*, S. 191.  
 Okada, T.: Magnetic storms of January 27th, 1926 recorded at the Kakioka Magnetic Observatory, Japan. *Tokyo Centr. Met. Obs. Geoph. Mag.* **1**, 57—61, 1 Tf., 1926.  
 Pödder, A.: Micromagnetic oscillations as observed at the magnetical section of the Observatory of Irkutsk (Zouy), 1925. *Terr. Magn.* **31**, 103—112, 1926.  
 Derselbe: Note on magnetic storms of January 26—27, and April 14—16, 1926, at Irkutsk (Zouy) Observatory. *Ebenda*, S. 133—134.  
 Störmer, C.: Bemerkung zu Jelstrup, H. S.: The aurora of October 15, 1926 in Norway and sounds associated with it. *Nature* **119**, 45, 1927.  
 Thomson, A. and Westland, C. J.: Principal magnetic storms recorded at the Apia Observatory, April to June, 1926. *Terr. Magn.* **31**, 132, 1926.



- Weinberg, B.: Considerations of measures for magnetic activity. *Ebenda*, S. 123—127.
- The magnetic storm and aurea of October 14—15, and associated solar activity. *Nature* **118**, 679—680, 1926.

### 3. Polarlicht.

- Keys, D. A.: The auroral green line 5577. *Nature* **119**, 162, 1927.
- Störmer, C.: Preliminary report on crucial phenomena of polar lights. *J. Astr. Soc. Canada* **21**, 66—71, 1927.
- Vegard, L.: The luminescence from solidified gases at the temperature of liquid Hydrogen. Supplementary Communication. *Leiden Comm. Suppl.* **59**, 1926. 8°. 47 S., 2 Tf.

### 4. Erdströme. Luftelektrizität, durchdringende Strahlung.

- Gish, O. H.: Improved equipment for measuring earth-current potentials and earth-resistivity. *U. S. Nat. Res. Council* **11** (56), 86—91, 1926.
- Nodon, A.: L'origine des actions électromagnétiques terrestres. *Paris, Soc. Astr. Bull.* **40**, 279—281, 1926.
- Oberguggenberger, V.: Erdstrombeobachtungen im Gebirge. *Wien. Ber.* **135**, 99—116, 1926.
- Petrowsky, A.: On the theory of earth-currents measurement. *Phil. Mag.* (7) **3**, 50—62, 1927.
- Puig, I.: Estado actual del estudio de las corrientes telluricas. *Ibérica* **13**, 198—202, 215—217, 1926.
- Wigand, A.: Die Erhaltung der Erdladung durch den Blitzstrom. *Phys. Z.* **28**, 65—69, 1927.
- Boys, C. V.: Progressive Lightning. *Nature* **118**, 749—750, 1926.
- Maurer, H.: Die Stromrichtung in Blitzen. *Phys. Z.* **38**, 211—212, 1927.
- Schlomka, T.: Zur Theorie des elektrischen Feldes der Erde. *Z. f. Geoph.* **2**, 330—331, 1926.
- Schonland, B. F. J.: The electric fields of South African Thunderstorms. *London Proc. (A)* **114**, 229—243, 1927.
- Angenheister, G.: Atmosphärische Elektrizität. *Handbuch der Physik* **14**, 405—441. Berlin, Jul. Springer, 1926.
- Ault, J. P.: Problems in terrestrial magnetism and atmospheric electricity pertaining to the Aleutian Islands. *U. S. Nat. Res. Council* **11** (56), 131—133, 1926.
- Chree, C.: Atmospheric electricity. *Nature* **118**, 894—895, 1926.
- Dempster, A. J.: The passage of positively-charged particles through Helium. *Phil. Mag.* (7) **3**, 115—127, 1927.
- Johnston, H. F.: Determination of the atmospheric potential-gradient reduction-factor at the Watheroo Magnetic Observatory, Western Australia. *Terr. Magn.* **81**, 145—152, 1926.
- Kähler, K.: Die elektrische Raumladung der Atmosphäre in Potsdam. *Met. Z.* **44**, 1—5, 1927.
- Markgraf, H.: Bericht über Messungen des luftelektrischen Spannungsgefälles bei Hamburg 1925. *Ann. Hydr.* **55**, 9—12, 1927.
- Molin, K.: Untersuchung über die Wirkungsweise des Geigerschen Spitzenzählers bei weichen Röntgenstrahlen. *Stockholm Arkiv* **19** (A), 32, 1927. 25 S.

- Nolan, J. J.: The braking of water-drops by electric fields. Dublin Proc. **87** (A), 28—39, 1926.
- Derselbe and Sachy, G. P. de: Atmospheric ionisation. Dublin Proc. **87** (A), 71—94, 1927.
- Stoppel, Rosa: Beitrag zum Problem der Leitfähigkeit der Atmosphäre. Phys. Z. **27**, 755—761, 1926.
- Thomson, A.: Preliminary comparison of atmospheric-electric potential at sea with that under closely similar insular conditions at Apia, Western Samoa. Terr. Magn. **31**, 113—120, 1926.
- Wigand, A.: Ladungsmessungen an natürlichem Nebel. Z. f. Geoph. **2**, 331, 1926.
- Derselbe: Luftelektrische Aufgaben der arktischen Forschung. Ebenda **3**, 46—47, 1927.
- Běhounek, F.: Zur Erwiderung von Herrn Kohlhörster in Heft 17 dieser Zeitschrift (betrifft Ursprung der durchdringenden Strahlung in der Atmosphäre). Phys. Z. **27**, 712—713, 1926.
- Benndorf, H.: Über den durch die Hess'sche Höhenstrahlung bedingten Ionisations- und Leitfähigkeitszustand der höheren Luftschichten. Ebenda, S. 686—692.
- Büttner, K.: Versuche über die durchdringende Strahlung. (Dritte vorläufige Mitteilung.) Messung der Höhenstrahlung in den Alpen. Z. f. Geoph. **2**, 291—293, 1926.
- Derselbe: Messung der durchdringenden Strahlung. Naturwiss. **15**, 158—160, 1927.
- Hoffmann, G.: Das Verhalten von Stoffen verschiedener Ordnungszahl gegenüber der Hessschen Ultra- $\gamma$ -Strahlung und die Eigenaktivität der Elemente. Ann. Phys. **82**, 413—431, 1927.
- Kohlhörster, W.: Höhenstrahlung und Heavisideschicht. Naturwiss. **15**, 126, 1927.
- Millikan, R. A.: Results of recent experiments on cosmic rays. U. S. Nat. Res. Council. **11** (56), 77—79, 1926.
- Derselbe and Cameron, G. H.: High frequency rays of cosmic origin III. Measurements in snow-fled lakes at high altitudes. Phys. Rev. (2) **28**, 851—868, 1926.
- Snyder, M. B.: Universal atomic volcanism and the Millikan cosmic rays. Proc. Am. Phil. Soc. **65**, 161—169, 1926.

#### 5. Radioaktivität.

- Kabakjian, D. H.: Luminescence due to radioactivity. Washington, Proc. **18**, 4—7, 1927.
- Markl, J.: Über Pechblende und Pechblendenrückstände von St. Joachimstal und deren Emanationsabgabe. Phys. Z. **28**, 10—12, 1927.
- Tverskoy, P. N.: L'émanation radioactive auprès de la surface du sol. Leningrad J. Geoph. Met. **3**, 196—206, 1926. (Russisch; franz. Auszug.)
- Wolff, H. Th.: Energetische Betrachtungen über die radioaktive Strahlung. Phys. Z. **27**, 640—642, 1927.

#### 6. Drahtlose Wellen in der Atmosphäre.

- Austin, L. W.: Bestimmung der Richtung von atmosphärischen Störungen auf dem Isthmus von Panama. Proc. Inst. Radio Eng. **14**, 373—376, 1926.

- Bäumler, M.: Gleichzeitige Luftstörungen in der drahtlosen Telegraphie. Jb. drahtl. Telegr. **29**, 52—56, 1927.
- Derselbe: Gleichzeitige Luftstörungen in der drahtlosen Telegraphie. Elektr. Nachr.-Techn. **3**, 429—433, 1926.
- Derselbe: Die Strahlung der Luftleiteranlage am Herzogstand. Ebenda, S. 467—473.
- Breit, G. and Tuve, M. A.: A test of the existence of the conducting layer. Phys. Rev. (2) **28**, 554—575, 1926.
- Chree, C.: Wireless communication and terrestrial magnetism. Nature **119**, 82—83, 1927.
- Eccles, W. H.: Wireless communication and terrestrial magnetism. Ebenda, S. 157, 1927.
- Eckersley, T. L.: Magnetic storms and wireless communication. Ebenda **118**, 803—804, 1927, 1926.
- Fischer, W.: Der Widerstand der Luftleiteranlage am Herzogstand. Elektr. Nachr.-Techn. **3**, 462—466, 1926.
- Gerth, F.: Die ersten Strahlungsmessungen am Herzogstand in den Jahren 1920—1921. Ebenda, S. 425—428.
- Grimsen, G.: Strahlungsuntersuchungen an horizontalen Sendedrähten, die in einer höheren Harmonischen erregt sind. Ebenda, S. 361—376.
- Hasimoto, M.: On the transit velocity of radio wave along geodetic line. Tokyo Proc. **2**, 476—478, 1926.
- Hulburt, E. O.: The Kennelly-Heaviside layer and radio-wave propagation. Philadelphia, Pa. J. Frank. Inst. **201**, 597—634.
- Kiebitz, F.: Die Ausbreitung der elektrischen Wellen, insbesondere die gerichtete Ausbreitung. Elektr. Nachr.-Techn. **3**, 376—382, 1926.
- Larmor, J.: Magnetic storms and wireless communication. Nature **118**, 662, 1926.
- Lejay, P.: Les perturbations orageuses du champs électrique et leur propagation à grande distance. L'Onde Electrique 1926, S. 493—499, 557—576.
- Meissner, A.: Hat das Erdfeld einen Einfluß auf die Wellenausbreitungsvorgänge? Elektr. Nachr.-Techn. **3**, 321—324.
- Nagaoka, H.: Propagation of short radio waves. Tokyo Proc. **2**, 524—528, 1926.
- Quack, E.: Die Ausbreitung kurzer Wellen rund um die Erde. (Mitgeteilt von Karl Willy Wagner.) Elektr. Nachr.-Techn. **4**, 74—76, 1927.
- Sacklowski, A.: Die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen. (Zusammenfassender Bericht.) Ebenda, S. 31—74.
- Scheller, O.: Messungen an der Bergantenne am Herzogstand. Ebenda **3**, 423—425, 1926.
- Taylor, A. H.: Relation between the height of the Kennelly-Heaviside layer and high frequency radio transmission phenomena. Proc. Inst. Radio Eng. **14**, 521—540, 1926.
- Wagner, K. W.: Zur Erforschung der Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen über die Erde. Elektr. Nachr.-Techn. **4**, 30—31, 1927.

#### IV. Physik des Meeres.

##### 1. Statik, Dynamik und Optik.

- Chauvet, R.: Observations maréographiques faites au port de Monaco (1902—1921). Monaco, Inst. Océanogr. Bull. 1926.
- Drygalski, E. v.: Bemerkungen über die Tiefenströme der Ozeane und ihre Beziehungen zur Antarktis. München. Ber. 1926, S. 279—286.

- Humphrey, W. J.: The origin of the ocean and the atmosphere. U. S. Nat. Res. Coun. **11** (56), 32—33, 1926.
- Johnson, W. E.: A new base map for the oceanographer. Ebenda, S. 116—119.
- Nomitsu, T.: On the so-called „Grenzflaeche“ in the current due to the difference of density. Kyoto Coll. Mem. (A) **10**, 111—123, 1927.
- Terada, T. and Yamaguti. On the effects of winds on sea-level. Jap. J. Astr. Geoph. Trans. **4**, 35—54, 1926.
- Thorade, H.: Ein Monogramm zur Bestimmung der Dichte des Seewassers. Ann. Hydr. **55**, 16—17, 1927.
- Thoulet, J.: Essai d'une densimétrie des océans. Paris Inst. Océanogr. Ann. 1926. 22 S., 2 Tf.
- Vaughan, T. W.: Seismological investigations and oceanography. U. S. Nat. Res. Coun. **11** (56), 69—72, 1926.

## 2. Gezeiten.

- Brandt: Über die Brauchbarkeit von Pegelablesungen im Tidegebiet. Ann. Hydr. **55**, 444—445, 1926.
- Krey, H.: Die Flutwelle in Flußmündungen und Meeresbuchten. (Mitt. der Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau in Berlin.) 40 Abb. i. T., 60 S. Berlin 1926.
- Prey, Adalbert: Über Flutreibung und Kontinentalverschiebung. Gerlands Beitr. **15**, 401—411, 1926.
- Powell, J. H.: A new type of flowmeter. J. scient. instr. **3**, 145—148, 1926.
- Sterneck, R.: Die Zerlegungs- und die Kanaltheorie der Gezeiten. Z. f. Geoph. **2**, 319—326, 1926.
- Tables for the calculation of Tides by means of harmonic constants. Monaco Int. Hydr. Bureau Spec. Publ., 12. Suppl., 1926, 136 S.

## V. Physik der Atmosphäre.

### 1. Statik und Dynamik.

- Angström, A.: Evaporation and precipitation at various latitudes and the horizontal eddy convectivity of the atmosphere. Stockholm Akta **19**, A. 20, 12 S.
- Bjerknes, V.: Die atmosphärischen Störungsgleichungen. Z. angew. Math. u. Mech. **7**, 17—26, 1927.
- Bogolepow, M.: Über die geographische Verteilung der Luftdruckveränderlichkeit. Met. Z. **44**, 53—56, 1927.
- Brunt, D.: The period of simple vertical oscillations in the atmosphere. London Met. Soc. QuJ. **53**, 30—32, 1927.
- Defant, A.: Primäre und sekundäre, freie und erzwungene Druckwellen in der Atmosphäre. Wien. Ber. **135**, 357—377.
- Ewald, W.: Über einen neuen Barographen. Met. Z. **43**, 501—502, 1926.
- Exner, F. M.: Beziehungen von Luftdruckanomalien auf der Erde zueinander. Wien. Ber. **135**, 333—355, 6 Tf., 1926.
- Derselbe: Über die Zirkulation zwischen Rossbreiten und Pol. Met. Z. **44**, 46—53, 1927.
- Ficker, H. v.: Richtung von Wind und Wolken auf Teneriffa. Wien. Ber. **135**, 307—322, 1926.
- Fujiwhara, S.: Cloud studies. London Met. Soc. QuJ. **53**, 33—39, 3 Tf., 1927.



- Georgii, W. und Seilkopf, H.: Ergebnisse einer flugwissenschaftlichen Forschungsreise nach Columbia (S. A.). Arch. Dt. Seewarte **43**, 1925, Nr. 3. Hamburg 1926. 4°. 56 S., 7 Tf.
- Götz, F. W. P.: Der Jahresgang des Ozongehalts der hohen Atmosphäre. Beitr. Phys. Atmosph. **13**, 14—22, 1926.
- Gutenberg, B.: Der Aufbau der Atmosphäre. Met. Z. **43**, 427—430, 1926.
- Humphrey, W. J.: The origin of the ocean and the atmosphere. U. S. Nat. Res. Counc. **11** (56), 32—33, 1926.
- Köhler, H.: Über die Koagulation in der Atmosphäre. Met. Z. **44**, 41—46, 1927.
- Mildner, P.: Über Luftdruckwellen. Synoptische Darstellung der 24tägigen und der 8tägigen Welle für die Zeit vom 10. Dezember 1923 bis zum 19. Februar 1924. Leipzig Geoph. Inst. Veröff. **3**, 173—239, 9 Tf., 1926.
- Myrbaach, O.: Erwiderung auf die Mitteilung von Frhrn. von Aufsess, „Vermutliche Mondeinflüsse auf die Luftdruckgestaltung“. Met. Z. **43**, 430—431, 1926.
- Peppler, W.: Zur Aerologie des Castellatus. Beitr. Phys. Atmosph. **13**, 45—63, 1926.
- Perlewitz, P., Wittenbecher, J. und Rodewald, M.: Die zweite Hamburgische wissenschaftliche Freiballonfahrt. Ann. Hydr. **55**, 1—6, 1927.
- Pircher, J.: Apparat zur Registrierung der Böigkeit des Windes. Angeschlossen an Dines-Anemographen. Wien. Ber. **135**, 417—420, 1 Tf., 1926.
- Richardson, L. F., Proctor, D. and Smith, R. C.: The variance of upper wind and the accumulation of mass. Mem. Met. Soc. London **1**, 59—78 (Nr. 4), 1926.
- Roschkott, A.: Studie über Luftdruckschwankungen im Gebiete des Azorenhochs. Wien. Ber. **135**, 395—406, 2 Tf., 1926.
- Schedler, A.: Luftdruckwellen und Korrelationen über dem Nordatlantischen Ozean. Ebenda, S. 379—393, 1 Tf.
- Simmons, L. F. G.: A hot wire instrument for measuring speed and direction of airflow. Phil. Mag. (7) **8**, 81—96, 1927.
- Stüve, G.: Thermozyklonese. Beitr. Phys. Atmosph. **13**, 23—36, 1926.
- Sverdrup, H. U.: The north-polar cover of cold air. Monthly Weather Rev. **53**, 471—475, 1925.
- Utumi, T.: Statistical proof of Okada's law on the behaviour of cyclones and anticyclones. Tokyo Centr. Met. Obs. Geoph. Mag. **1**, 45—56, 1926.
- Wagner, A.: Windregistrierungen auf dem 150 m hohen Funkturm in Deutsch-Altenburg. Wien. Ber. **135**, 421—441, 1926.
- Wangenheim, A. Th.: Conditions synoptiques de l'inondation à Leningrad du 23. Septembre 1924. Leningrad J. Geoph. Met. **3**, 180—195, 1926. (Russisch; franz. Auszug.)
- Wassiliew, K. N.: Zur Frage der theoretischen Bestimmung der vertikalen Strömungen in der freien Atmosphäre. Gerlands Beitr. **15**, 412—436, 1926.
- Milch, W.: Über die Extinktion der langwelligen und der kurzwelligen Sonnenstrahlung in der Atmosphäre. Z. f. Geoph. **2**, 334—337, 1926.
- Derselbe: Über die Extinktion der langwelligen und der kurzwelligen Sonnenstrahlung in der Atmosphäre der Erde. Gerlands Beitr. **16**, 66—107, 1927.
- Paunow, P.: Ein neues Pyrheliometer. Z. techn. Phys. **8**, 77—79, 1927.
- Pinkhof, M.: Zur Erklärung der komplizierten Halos. Met. Z. **43**, 411—416, 1926.
- Derselbe: Zur Frage der Erklärung der Lichtsäulen. Ebenda, S. 421—423.
- Stade, H.: Über eine beim Gebrauch an Polarstationen abgeänderte Form des Sonnenscheinautographen nach Campbell-Stokes. Ebenda, S. 500—501.

- Walsh, J. W. T.: Photometry. London, Constable & Co. Ltd., 1926. 8°. XXVII, 505 S.
- Wegner, A.: Beobachtungen der Dämmerungsbögen und des Zodiakallichtes in Grönland. Wien. Ber. **135**, 323—332, 1926.
- Weickmann, L.: Über Symmetriepunkte im Luftdruckgang. Z. f. Geoph. **2**, 332—334, 1926.

## 2. Strahlungsvorgänge, Zusammensetzung der Atmosphäre, Solarkonstante.

- Albrecht, F.: Das Heizbandbolometer, ein Meßgerät zur direkten Sonnenstrahlung. Met. Z. **43**, 495—500, 1926.
- Batyghina, A. I.: The transparency of the atmosphere in Sloutzk (Pawlowsk) for 1923, 1924 and the first six months of 1925. Leningrad J. Geoph. Met. **3**, 151—158, 1926. (Russisch; engl. Auszug.)
- Brazier, C.-E.: Observations actinométriques faites à l'Observatoire du Parc Saint-Maur en 1924. Paris Inst. Phys. du Globe. Ann. **4**, 113—118, 1926.
- Dobson, G. M. B. and others: Photographic photometry: a study of methods of measuring radiation by photographic means. London 1926. 8°. 121 S.
- Fujiwhara, S. and Nisimura, D.: Note on the arc of Lowitz. Tokyo Centr. Met. Obs. Geoph. Mag. **1**, 28—30, 3 Tl., 1926.
- Götz, P.: Der Jahresgang des Ozongehalts der hohen Atmosphäre. Beitr. Phys. Atmosph. **13**, 15—22, 1926.
- Gorczyński, L.: Solarimeters and Solarigraphs. Simple instruments for direct reading of solar radiation intensity from sun and sky J. Opt. Soc. Amer. **114**, 149—158, 1927.
- Derselbe: Über Solarimeter und einige andere thermoelektrische Instrumente für Sonnenstrahlungsmessungen. Met. Z. **44**, 5—12, 1 Tl., 1927.
- Hall, E. H.: Photo-electric emission, thermionic emission and Peltier effect. Washington Proc. **13**, 43—46, 1927.
- Hansen, G.: Verwendung der lichtelektrischen Alkalizelle mit Registrierphotometer nach P. P. Koch. Z. f. Instrk. **47**, 71—74, 1927.
- Hoelper, O.: Über das ultraviolette Ende des Sonnenspektrums. Z. f. Geoph. **2**, 337—338, 1926.
- Kalitin, N. N.: Die Durchsichtigkeit der Erdatmosphäre nach Beobachtungen in Pawlowsk. Gerlands Beitr. **15**, 376—400, 1926.
- Kartschagin, W. und Sweschnikowa, M.: Über den Tagesgang der Sonnenstrahlung und der vom Zenit kommenden zerstreuten Himmelsstrahlung. Ebenda **16**, 54—65, 1927.
- Koschmieder, H.: Theorie der horizontalen Sichtweite. Met. Z. **43**, 418—420, 1926.
- Null, F. E.: Ballistic Characteristics of the photoelectric cell. J. Opt. Soc. Amer. **114**, 73—85.
- Meyer-Bührer, H.: Zum Erdschatten-Problem. Astr. Nachr. **229**, 5486, 1927.

## 3. Akustik.

- Angenheister, G.: Das Problem der Schallausbreitung. Met. Z. **43**, 467—471, 1926.
- Berger, R.: Die Schalltechnik. Sammlung Vieweg, Heft 83. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges., 1926. 8°. IV, 112 S.
- Bouasse, H.: Acoustique générale. Ondes aériennes. Paris 1926. 8°. 538 S.

- Davis, A. H. and Fleming, N.: Sound pulse photographic as applied to the study of architectural acoustics. *J. Scient. Instr.* **3**, 393—398, 1926.
- Davis, A. H. and Littler, T. S.: The measurement of transmission and reflexion of sound by partition of various materials. *Phil. Mag.* (7) **3**, 177—194.
- Entwicklung von Schallmeßapparaten im Frankford-Arenal. *Army Ordnance* Washington 1926, Jan./Febr.
- Paris, E. T.: On apparatus for investigating the strength of fog-signals. *J. Scient. Instr.* **3**, 187—198, 1926.
- Wiechert, E.: Bemerkungen über die anormale Schallausbreitung in der Luft. 2. Mitt. *Göttingen Ber.* 1926, S. 93—103.
- Die Akustik der Geschütze und Geschosse. *Riv. de Artiglieria e Genio*, Rom 1926.
- Die Akustik des Schießens. *Woina i Technika* Nr. 261. Moskau 1926.
- Die Ausbreitung des Schalles und die Methoden der Schallmessung. *Vojenské Rozhledy*, Prag. Nr. 5.
- Graphische Methoden des Schallmeßproblems. *Vojensko-Tednické. Zpravy*-Prag 1926, Nr. 5.
- Propagation of sound to great distances. Vgl. Meeting for the discussion of geophysical subjects. (London 1926, Dec. 3.). *The Observatory* **50** (632), 17—19, 1927.

## VI. Angewandte Geophysik.

- Angenheister, G.: Die Fortentwicklung geophysikalischer Aufschlußmethoden in den letzten Jahren. *Mitt. Markscheidew.* 1926, S. 26—32.
- Born, A.: Physikalische Landesuntergrundaufnahme. *Z. prakt. Geol.* **34**, 187—190, 1926.
- Koenigsberger, J.: Geophysikalische Nahemethoden zur Aufsuchung wasserführender Störungen bei Untertagemessungen. *Ebenda*, S. 151—156.
- Kühn, B.: Die Bedeutung der geophysikalischen Methoden für Geologie und Bergwirtschaft. *Z. f. Geoph.* **2**, 342—350, 1926.
- Möller, A. L.: Einige Ergebnisse vom Prospektieren auf Magnetkies. *Metall u. Erz* 1926, S. 351—353.
- Reich, O.: Der gegenwärtige Stand und die Entwicklungsaussichten der geophysikalischen Untergrundforschung. *Ebenda*, S. 281—288.
- Weigelt: Über die geophysikalischen Untersuchungsmethoden und ihre Anwendung in der Praxis. *Z. angew. Chem.* 1926, S. 999—1004.
- Berroth, A.: Referenzpendelmessungen am Salzhorst Oldau-Hambühren (Hannover). *Z. f. Geoph.* **3**, 1—16, 1927.
- Haarstick, F.: Die Drehwage und ihre Anwendung zur Erforschung der oberen Erdrinde. *Mitt. Markscheidew.* 1926, S. 56—71.
- Kumagai, N.: Observations with Eötvös' gravity-variometer in the Kwantô-district. Part 1. *Jap. J. Astr. Geoph. Trans.* **4**, 63—120, 1 Karte, 1926.
- Schweydar, W.: Die topographische Korrektur bei Schweremessungen mittels einer Torsionswage. 2. Mitt. *Z. f. Geoph.* **3**, 17—23, 1927.
- Angenheister, G.: Beobachtungen bei Sprengungen. *Ebenda*, S. 28—33.
- Maurain, Ch. et Éblé, L.: Sur la propagation des ondes séismiques dans le calcaire. *Paris Inst. Phys. du Globe. Ann.* **4**, 141—145, 1926.
- Schweydar, W. und Reich, H.: Aufzeichnungen von künstlichen Erdbeben. *Z. f. Geoph.* **2**, 350—351, 1926.
- Haalek, H.: Ein neues erdmagnetisches Universalvariometer. *Z. f. Instrk.* **47**, 16—32, 1927.

- Haberland, G.: Theorie der Leitung von Wechselstrom durch die Erde. *Z. angew. Math. u. Mech.* **6**, 366—379, 1926.
- Reich, H.: Über die elektrische Leitfähigkeit von Gesteinen und nutzbaren Materialien. *Preuß. Geol. Landesanst. Jb.* **46**, 627—634, 1926.
- J. B. Developments in the use of Echo-sounding apparatus. *Nature* **118**, 846—848, 1926.
- Brydon: Surveying boreholes by the Briggs „Clinophone“ and „Clinoscope“. *Colliery Gardian* 1926, S. 242—244.
- Hayes, H. C.: Recent developments in acoustical depth-finding apparatus. *U. S. Nat. Res. Coun.* **11** (56), 112—116, 1926.
- Ishimoto, M.: Vibration d'un bâtiment de ciment sans étage. (Japanisch; franz. Auszug.) *Tokyo Earthqu. Res. Inst.* **1**, 4—6, 1926.
- Oelschläger, J.: Messung von Schwingungen und Erschütterungen. *Z. f. Feinmech. u. Präz.* **35**, 13—15, 1927.
- Blumbach, E.: Über die Nadelanordnung bei den Kompaßrosen. Veröff. IV. (topo-hydrogr.) Abt. d. Estn. Generalst. 1926, S. 106—122. Tallinn 1926.

## VII. Grenzgebiete und Verschiedenes.

### 1. Kosmische Physik.

- Anderson, W.: Die physikalische Natur der Sonnenkorona. VI. *Z. f. Phys.* **41**, 51—80, 1927.
- Denning, W. J.: A new cometary meteor shower. (1926, October 9.) *Monthly Not.* **87**, 104—106, 1926.
- Eddington, A. S.: The internal constitution of the stars. Cambridge, Univ. Press, 1926. VIII, 407 S.
- Freiesleben, H. Chr.: Beiträge zum Problem der astronomischen Aberration. *Diss. Univ. Leipzig*, 1926. 8°. 56 S.
- Fotheringham, J. K.: Trepidation. *Monthly Not.* **87**, 142—167, 1926; 182—196, 1927.
- Fowler, R. H.: On dense matter. *Ebenda*, S. 114—122, 1926.
- Hepperger, J.: Über den Einfluß der Erdanziehung auf die Meteorhäufigkeit. *Wien. Ber.* **135**, 272—291, 1926.
- Hoffmeister, C.: Über die Stellung der Sternschnuppen im Weltall. Bamberg. *Nat. Ges. Ber.* 1926.
- Jeans, J. H.: Note on the internal densities and temperatures of the stars. *Monthly Not.* **87**, 36—43, 1926.
- Derselbe: Recent developments of cosmical physics. *Nature* **118**, Nr. 2979, Suppl., 1926.
- Lindblad, B.: Cosmogonic consequences of a theory of the stellar system. *Stockholm Arkiv* **19** (A), 35, 1927. 15 S.
- Lindén, F.: Über die Beziehung zwischen Materie und Energie in der kosmischen Entwicklung. *Astr. Nachr.* **229**, (5490), 1927.
- Merill, G. P.: The present condition of knowledge on the composition of meteorites. *Proc. Amer. Phil. Soc.* **65**, 119—130, 1926.
- Milne, E. A.: Some recent advances in astrophysics. *Nature* **118**, 738—740, 1926.
- Pike, S. R.: On the chromospheric currents above a sunspot. *Monthly Not.* **87**, 56—61, 1926.
- Radakovic, M.: Bericht über die Theorie der Sternschnuppen von Lindemann und Dobson. *Met. Z.* **43**, 441—459, 1926.
- Schwinner, R.: Meteoriten und Geologie. *Gerlands Beitr.* **16**, 195—222, 1927.



- Sokoloff, G.: Über den Einfluß des magnetischen Sonnenfeldes auf die Planetenbewegung. *Astr. Nachr.* **229**, 5480, 1927.
- Wegner, A.: Die Geschwindigkeit großer Meteore. *Naturwiss.* **15**, 286—288, 1927.
- Mean areas and heliographic latitudes of sunspots in the year 1925. *Monthly Not.* **87**, 168—170, 1926.

## 2. Physik, Chemie.

**Handbuch der Physik.** Herausgegeben von G. Geiger, Kiel, und Karl Scheel, Berlin-Dahlem. Berlin, Jul. Springer, 1927. Band 15: Magnetismus. Elektromagnetisches Feld. VIII, 532 S. Redigiert von W. Westphal. Inhalt:

- Hertz, P.: Magnetostatik. Magnetische Felder von Strömen.
- Steinhaus, W.: Die magnetischen Eigenschaften der Körper.
- Gumlich, E.: Ferromagnetische Stoffe.
- Angenheister, G.: Erdmagnetismus.
- Valentiner, S.: Elektromagnetische Induktion.
- Schmidt, R.: Wechselströme.
- Alberti, E.: Elektrische Schwingungen.
- Romanoff, W.: Absorption und Dispersion elektrischer Wellen.

Band 24: Negative und positive Strahlen. Zusammenhängende Materie. Redigiert von H. Geiger. 8°. XII, 604 S. Inhalt:

- Bothe, W.: Durchgang von Elektronen durch Materie.
- Rüchardt, E.—Baerwaldt, H.: Durchgang von Kanalstrahlen durch Materie.
- Geiger, H.: Durchgang von  $\alpha$ -Strahlen durch Materie.
- Ewald, P. P.: Der Aufbau der festen Materie und seine Erforschung durch Röntgenstrahlen.
- Born, M.—Bollnow, O. F.: Der Aufbau der festen Materie. Theoretische Grundlagen.
- Grimm, H. G.: Atombau und Chemie (Atomchemie).

**Handbuch der physikalischen und technischen Mechanik.** Herausgegeben von F. Auerbach und W. Hort. Leipzig, Joh. Ambr. Barth, 1927. Band 1, Lieferung 1: Mit 120 Textabbildungen, X, 306 S. Inhalt:

- Auerbach, F.: System der Grundbegriffe.
- Block, W.: Meßtechnik.
- Korn, A.: Potentialtheorie.

Band 3: Mit 198 Textabbildungen, X, 468 S. Inhalt:

- Korn, A.: Allgemeine Theorie der Elastizität.
- Auerbach, F.: Zug und Druck, Scherung und Drillung, Elastizität der Kristalle, Elastische Schwingungen und Wellen, Elastische Stöße, Thermische Eigenschaften der festen Körper.
- Geckeler, J. W.: Biegung.
- Gutenberg, B.: Erdbeben und Erdbebenwellen.

Einstein, A.: Newtons Mechanik und ihr Einfluß auf die Gestaltung der theoretischen Physik. *Naturwiss.* **15**, 273—276, 1927.

Jordan, P.: Kausalität und Statistik in der modernen Physik. Ebenda, S. 105—110.

- Millikan, R. A.: The last fifteen years of physics. *Proc. Amer. Phil. Soc.* **65**, 68—78, 1926.
- Petersen, A.: Die moderne Forschung auf dem Gebiete der Nichteisenmetalle, insbesondere der Leichtmetalle. *Naturwiss.* **14** 1049—1058 1926.
- Daynes, H. A.: The sensitivity of the Paschen galvanometer. 1. The moving system. *J. scient. instr.* **3**, 7—12, 1926.
- Dye, D. W.: Further note on magnetic screening of galvanometers. *J. scient. instr.* **3**, 141—142, 1926.
- Ebert, H.: Über Feuchtigkeitsmessungen. *Phys. Z.* **27**, 869—873, 1926.
- Geiger, J.: Mechanische Schwingungen und ihre Messung. Berlin, Jul. Springer, 1927. 8°. XII, 305 S., 2 Tf.
- Holm, E. A.: Über den sogenannten Samazustand. *Stockholm Arkiv* **19** (A), 34, 1927. 19 S.
- Kawano, K.: On Benndorfs self-recording electrometer. *Tokio Centr. Met. Obs. Geoph. Mag.* **1**, 1—8, 1926.
- Kühl, A.: Die visuelle Leistung von Fernrohren. *Z. f. Instrk.* **47**, 75—86, 1927.
- Micheli, L. J. A.: The formation of pendant drops. *Phil. Mag. (7)* **3**, 581—586, 1927.
- Picht, J.: Über durch Spiegelsysteme bewirkte Änderung der Richtung und Schwingungsebene eines optischen Strahlenbündels. *Z. f. Instrk.* **46**, 610—614, 1926.
- Quayle, Ph. P.: A method of comparing the frequencies of a pendulum and a tuning fork. *U. S. Nat. Res. Coun.* **11** (56), 53—54, 1926.
- Rausch von Traubenberg, H. und Levy, S.: Über ein Polaroskop zur Bestimmung schwacher Polarisationen. *Phys. Z.* **27**, 763—764, 1926.
- Rutherford, E.: Electric waves and their propagation. *Nature* **118**, 809—811, 1926.
- Smithells, C. J., Tungsten: A treatise on its metallurgy, properties and applications. London, Chapman & Hall, Ltd., 1926. VIII, 167 S.
- Snyder, M. B.: Universal atomic volcanism and the ultimate atom. *Proc. Amer. Phil.* 1926, S. 170—182.
- Steinhaus: Permanente Magnete. (Besprechung einer Arbeit von Evershed im *J. Inst. Electr. Eng.* **63**, 725—821, 1925, und einer Arbeit von Watson, ebenda, S. 822—838.) *Elektr. Nachr.-Techn.* **3**, 199—200, 1926.
- Stoner, E. C.: Magnetism and Atomic Structure. London, Methuen & Co., Ltd., 1926. 8°. XIII, 371 S., 56 Abb.
- Sucksmith, W.—Potter, H. H.: Magnetic properties of single crystals of Nickel. (Letter to the Editor.) *Nature* **118**, 731, 1926.
- Taylor, J. and Sayce, L. A.: A simple method of making resistance shunts for direct current instruments. *J. scient. instr.* **3**, 20—23, 1926.
- Wright, S. J.: The torsion of circular and elliptical cylinders of homogeneous aeolotropic material. *Phil. Mag. (7)* **3**, 565—570, 1927.
- Würschmidt, J.: Anfangspermeabilität und Maximalpermeabilität. *Phys. Z.* **38**, 210—211, 1927.
- Wyss, Th.: Die Kraftfelder in festen elastischen Körpern und ihre praktischen Anwendungen. 432 Abb. i. T. Berlin, Jul. Springer, 1926. VIII, 368 S., 35 Tf.

### 3. Mathematik.

- Fontseré, E.: Einfluß der Periodizität auf die Anomalien meteorologischer Mittelwerte. *Met. Z.* **44**, 28—29, 1927.
- Groeneveld, J.: Die Planimeter als Integrationsinstrumente. *Z. f. Instrk.* **47**, 113—134, 1927.
- Odqvist, F. K. G.: On a method to solve the linear boundary value problems of hydrodynamics and the theory of elasticity. *Stockholm Arkiv* **19** (A), 36, 1927. 3 S.
- Kofler, M.: Eine einfache Definition der Unruhe einer Naturerscheinung mit einer vorläufigen Mitteilung: Über die Luftdruckunruhe als Anwendung. *Wien. Ber.* **135**, 407—416, 1926.
- Pollak, L. W.: Einige Periodogramme. *Z. f. Geoph.* **2**, 326—330, 1926.
- Voorhees, J. F.: A graphic and tabular aid to interpreting correlation coefficients. *Monthly Weath. Rev.* **54**, 423, 1926.
- Wiebusch, C. F.: Accessory to the cathode ray oscillograph for changing oscillograms from a sinusoidal to a linear time base. *J. scient. instr.* **3**, 249—252, 1926.
- Roman, J.: Natural logarithms of large numbers. *J. Opt. Soc. Am.* **114**, 57—59.

### 4. Meteorologie.

- Bliss, E. W.: The Nile flood and world weather. *London Met. Soc. Mem.* **1**, 79—85 (Nr. 5); *QuJ.* **53**, 41—43, 1927.
- Bongards, H.: Feuchtigkeitsmessung. 126 Abb. München u. Berlin, R. Oldenbourg, 1926. 8°. VII, 322 S., 2 Tf.
- Brooks, C. E. P.: Non-linear relations with sunspots. *London Met. Soc. QuJ.* **53**, 68—71, 1927.
- Brunt, D.: An investigation of periodicities in rainfall pressure and temperature at certain European stations. *Ebenda*, S. 1—30.
- Butler, R. P.: Popular long-range weather forecasts. *Nature* **119**, 164—167, 1927.
- Cave, C. J. P.: Popular long-range weather forecasts. *Ebenda*, S. 52—55. 167.
- Clayton, H. H.: Solar activity and long-period weather changes. *J. Astr. Soc. Canada.* **21**, 38—41, 1927.
- Georgi, J. und Rodewald, M.: Auswertung zweier Flugzeugaufstiege zur Diagnose der Wetterlage. *Ann. Hydr.* **55**, 6—8, 1926.
- Johnson, N. K.: Some meteorological observations made at sea. *London Met. Soc. QuJ.* **53**, 59—64, 1927.
- Derselbe und Davies, E. L.: Some measurements of temperatures near the surface in various kinds of soils. *Ebenda*, S. 45—59.
- Kamerling, Z.: Grondslagen voor een Weervoorspelling op langen Termijn. 1. Enkelvoudige Perioden van Wijziging der Weergestaldheid. Leiden, A. W. Sijthoff, 1926. 4°. 30 S.
- Kobe, Imp. Marine Observatory The mean pressure, cloudiness and sea surface temperature of the North Pacific Ocean and neighbouring seas for the lustrum 1916 to 1920. Kobe 1925. 8°. II, 581 S. (Japanisch u. englisch.)
- Köppen, W.: Brücken zwischen der Klimatologie und der synoptischen Meteorologie. *Met. Z.* **43**, 495, 1926.

- Obolensky, V. N.: Effect of arborous vegetation on the temperature of the soil and the temperature and humidity of the air. Leningrad J. Geoph. Met. **3**, 113—139, 1926. (Russisch; engl. Auszug.)
- Ower, E.: A. low speed vane anemometer. J. scient. instr. **3**, 109—112, 1926.
- Sandström, J. W.: Über den Einfluß des Golfstromes auf die Wintertemperatur in Europa. Met. Z. **43**, 401—411, 1926.
- Schwarz, P. Th.: Einfluß der Thermometeraufstellung auf die Beobachtungsergebnisse der Temperatur in Kremsmünster. Wien. Ber. **135**, 293—306, 1926.
- Wendler, A.: Das Problem der technischen Wetterbeeinflussung. Probleme der kosmischen Physik 9. Hamburg, H. Grand, 1927. 8°. 107 S.
- Wiese, W.: Beiträge zur Vorhersage der mittleren monatlichen und jahreszeitlichen Werte meteorologischer Elemente. Leningrad J. Geoph. Met. **3**, 159—179, 1926. (Russisch; deutscher Auszug.)

#### 5. Physiogeographie.

- Deecke, W.: Der Zusammenhang von Flußlauf und Tektonik, dargestellt an den Flüssen SW-Deutschlands. Fortschr. Geol. u. Paläontol. **16**. Berlin 1926. 4°. 77 S., 2 Tf.
- Schmidt, W.: Modellversuche zur Wirkung der Erddrehung auf Flußläufe. Wien. Ber. **135**, 443—451, 1 Tf., 1926.

#### 6. Verschiedenes.

- Hobbs, W. H.: The first Greenland expedition of the University of Michigan. Geogr. Rev. **17**, 1—36, 1927.
- London Royal Astronomical Society. Plans for observing the total eclipse of 1927 June 29. Monthly Not. **87**, 230—231, 1927.
- Sverdrup, H. U.: Scientific work of the Maud expedition 1922—1925. Scient. Monthly **22**, 400—410, 1926.
- Derselbe: „Maud“-ekspeditiones videnskabelige arbeide 1922—1925. Naturen 1926, S. 162—180.
- Dodwell, G. F. and Grant, K.: Report of the South Australian Expedition to observe the total solar eclipse of September 21st, 1922 at Cordillo Downs, in the far northeast of South Australia. Adelaide, R. E. E. Rogers, 1926. 25 S., 11 pl.
- The sixteenth annual exhibition of scientific instruments. J. Scient. Instr. **3**, 148—172, 1926.
- Transactions of the American Geophysical Union. Seventh annual meeting, April 29 and 30, 1926. Washington, D. C. U. S. Nat. Res. Coun. Bull. **11** (56), 1926. 8°. 134 S.
- Bericht über die Versammlung der Astronomischen Gesellschaft zu Kopenhagen 1926, 16. bis 20. August. Vierteljahrsschr. Astr. Ges. **61**, 186—214, 1926.
- Bericht über die fünfte Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft. Düsseldorf 1926. Z. f. Geoph. **2**, 299—300, 1926. Vorträge s. ebenda, S. 314—351.
- Mitgliederversammlung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft am 23. September 1926 zu Düsseldorf. Ebenda, S. 301—304.



- Bericht über die 15. allgemeine Versammlung der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft zu Karlsruhe vom 3. bis 7. Oktober 1926. *Met. Z.* **43**, 456—488, 1926.
- Bericht über die Tagung der Deutschen Mineralogischen Gesellschaft in Duisburg (16. bis 18. September 1926). *Naturwiss.* **15**, 94—97, 1927.
89. Versammlung der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Düsseldorf vom 19. bis 25. September 1926. Vorträge der allgemeinen Sitzungen und der Sitzungen der Hauptgruppen. *Ebenda* **14**, 1037—1166, 1926.
- Die Tagungen der Heinrich-Hertz-Gesellschaft in Düsseldorf. [22. bis 24. September 1926.] Bericht. *Elektr. Nachr. Techn.* **3**, 438—443, 1926.
- Eleventh annual meeting of the Optical Society of America. Minutes. *J. Opt. Soc. Amer.* **114**, 133—148, 1927.
- The Pretoria meeting of the South African Association for the Advancement of Science. [1926, July 5—10.] *Nature* **119**, 67—68, 1927.
- Baschin, O.: Internationale Polarforschertagung in Berlin. *Naturwiss.* **15**, 11—15, 1927.
- Navarro-Neumann, M. Ma. S.: XIV Congreso Geológico Internacional Madrid 1926. Sección 10a. Geofísica. *Ibérica* 1926, Nr. 637.
- Pöschl, Th.: 2. Internationaler Kongreß für technische Mechanik in Zürich. (12. bis 17. September 1926.) *Naturwiss.* **14**, 1029—1032, 1926.
- Haussmann, K.: Internationale Studiengesellschaft zur Erforschung der Arktis mit dem Luftschiff. *Mitt. Markscheidew.* 1926, S. 149—153.
- Rungaldier, R.: Die Erforschung der Polarwelt auf dem Luftwege. *Wien. Geogr. Ges.* **69**, 252—258, 1926.
- Barnes, H. T.: Some physical properties of Icebergs and a method for their destruction. *London Proc. (A)* **114**, 161—168, 2 Tf., 1927.
- Reger, J.: Drachenaufstiege von Bord eines Schiffes aus. Erfahrungen, gesammelt bei der „Meteor“-Expedition. *Beitr. Phys. Atmosph.* **13**, 37—41, 1926.
- Hergesell, H.: Zur Geschichte der aerologischen Aufstiege von Schiffen aus. *Ebenda*, S. 42—44.
- Perlewitz, P.: Die Bedeutung der Windforschung für Überseeluftverkehr und Luftfahrzeugindustrie. *Z. f. Geoph.* **2**, 338—341, 1926.
- Annalen der Physik.* Register zu Band 31—78 (1910—1925) der vierten Folge. Bearbeitet von Dr. J. H. Meerburg. Leipzig, Joh. Ambr. Barth, 1926.
- Henderson, J.: *Bibliotheca Tabularum Mathematicarum* (Part I A). Cambridge, Univ. Press, 1926. IV, 208 S.
- Washington, National Academy of Sciences. Publications of the National Academy of Sciences of the United States of America (1915—1926). Part 1: Index of the first ten volumes of the proceedings (1915—1924). Part 2: List of other publications of the Academy from 1863—1926. Part 3: List of the publications of the National Research Council from 1916—1925. *Washington Proc.* **13**, Nr. 1, Part 2, 1927.

## Literaturverzeichnis.

### I. Bewegung und Konstitution der Erde. Schwere.

#### 1. Rotation, Umlauf, Präzession, Nutation, Polschwankung.

- Boccardi, J.: Les variations dans la rotation de la terre. *Rev. Gen. des Sc.* **38**, Nr. 3. 1927.
- Brown, E. W.: The evidence for changes in the rate of rotation of the Earth and their geophysical consequences, with a summary and discussion of the deviations of the Moon and Sun from their gravitational orbits. *Trans. Astr. Obs. of Yale University* **3**, 205—235, 1926.
- Jones, Sp. H.: The Earth's rotation. *The Observatory* **50**, 191—192, 1927.
- Schuler, M.: Schwankungen in der Länge des Tages. *Z. f. Geoph.* **3**, 71—74, 1927.
- de Sitter, W.: On the longitude of the sun in the years 1864—1900, and the rotation of the earth. *Bull. Astr. Inst. of the Netherlands* **4**, 49—50 (No. 127), 1927.
- Kimura, H.: Provisional Result of the work of the International Latitude Service in the North parallel  $+39^{\circ}8'$  during the year 1925. *Tokyo Proc.* **3**, 50—52, 1927.
- Derselbe: Provisional Result of the work of the International Latitude Service in the North Parallel  $+39^{\circ}8'$  during the year 1926. *Tokyo Proc.* **3**, 255—257, 1927.
- Eblé, L.: Sur les déviations périodiques de la verticale à Paris. *CR.* **184**, 336—338, 1927.
- Lambert, W. D.: The variation of latitude and the fluctuations in the motion of the moon. *J. Washington Acad.* **17**, 133—139, 1927.
- Schütte, K.: Über den Einfluß der Polhöenschwankungen auf die Länge, die Zeit und die Rektasension. *Astr. Nachr.* **230**, 355—360 (Nr. 5515), 1927.
- Kolisko, R.: Die Erdachsvibration eine Folge der Sonnentätigkeit. *Ann. Phys.* (4) **83**, 284—286, 1927.
- Wanach, B.: Eine fortschreitende Lagenänderung der Erdachse. *Z. f. Geoph.* **3**, 102—105, 1927.
- Bock, H.: Ein Beitrag zur Theorie des isochronischen Pendels. *Z. f. Instrk.* **47**, 241—249, 1927.
- Ferrié, G. et Jouast, R.: Sur un pendule libre entretenu par un courant photo-électrique et sur son application au problème de l'Heure. *CR.* **184**, 56—58, 1927.
- Lejay, P.: Sur la synchronisation à distance des pendules de précision sans l'intermédiaire d'aucun contact. *CR.* **184**, 321—322, 1927.
- Schuler, M.: Ein neues Pendel mit unveränderlicher Schwingungszeit. *Z. f. Phys.* **42**, 547—554, 1927.
- Weber, J., Richter, H. und Geffcken, H.: Der selbstregistrierende Empfang der Nauener Zeitsignale auf der Leipziger Sternwarte. *Astr. Nachr.* **230**, Nr. 5511, 273—286, 1927.
- Björnseth, F. et Schive, J.: Sur l'exactitude des passages d'étoiles. Nouveaux principes pour le choix des étoiles pour détermination de l'azimut etc. *Astr. Nachr.* **230**, Nr. 5500.

#### 2. Figur der Erde, Masse, Schwere, Isostasie.

- Förster, G.: *Geodäsie*. Samml. Göschen 102. Berlin u. Leipzig, W. de Gruyter & Co., 1927. 8°. 122 S.
- Helbronner, P.: Sur la mesure d'un arc de méridien de 8 degrés d'amplitude compris entre le nord du Jura et le sud de la Sardaigne. *CR.* **184**, 279—281, 1927.
- Hopfner, F.: *Die Figur der Erde*. Wien 1927. 8°. 112 S.
- Inglada Ors, V.: *Orientaciones de la geodesia moderna*. Madrid 1927. 8°. 20 S.

- Heiskanen, W.: Schwerkraft und isostatische Kompensation in Japan. *Z. f. Geoph.* **3**, 213—216, 1927.
- Derselbe: Die Erdkrustendicke nach den Schwereanomalien. *Ebenda*, S. 217—221.
- Inglada Ors, V.: Nota acerca de las isanómalas de la gravedad en las regiones central y meridional de España. Madrid 1927 (Inst. Geogr. y Casastral). 80. 15 S., 1 K.
- Jongolowitsch, I.: Gravitationsbestimmungen auf den Inseln Kolgudjew und Nowaja Zemlja im Jahre 1925. Leningrad Inst. Astr. Bull. Nr. **15**, 1927. Deutsch; russ. Auszug.
- Jung, H.: Die Reduktionen der Schwerebeschleunigung und die Lehre von der Isostasie. *Phys. Z.* **28**, 377—383, 1927.
- Jung, K.: Über die größte mögliche Schwankung der Schwereintensität und die Dichte eines engmaschigen Netzes von Pendelstationen. *Z. f. Geoph.* **3**, 137—156, 1927.
- Mader, K.: Der Einfluß der Verteilung von Land und Wasser auf die Trägheitsmomente *A* und *B* der Erde im Äquator. *Gerlands Beitr.* **16**, 329—330, 1927.
- Muller, J. J. A.: Slingerwaarnemingen op zee an boord van Hr. Ms. onderzeeboot *K XIII*. Weekblad „De Ingenieur“ 1926, Nr. 45. 's Gravenhage. 12 S.
- Numerov, B.: Die Interpretation der Schwerebeobachtungen. Leningrad, Inst. Astr. Bull. Nr. **15**, 1927. 3 S. Russisch; deutscher Auszug.
- Samoilowa, N. S. und Jachontow, E. G.: Die relative Bestimmung der Intensität der Schwerkraft im Uralgebiet im Jahre 1925. Leningrad Inst. Astr. Bull. Nr. **16**, 1927.
- Schmehl, H.: Über den Einfluß der Elastizität des Pendelstativs auf die Schwingungszeiten zweier gleichzeitig auf demselben Stativ schwingender Pendel. *Z. f. Geoph.* **3**, 157—160, 1927.
- Silva, G.: Sulla precisione delle osservazioni di gravità relativa, compensate col metodo del Venturi. *Turin Atti* **61**, 473—491, 1926.
- Somigliana, C.: Sulla determinazione delle costanti geodiche mediante sole misure di gravità. *Rom. Atti Rend.* (6) **5**, 319—323, 1927.
- Wells, D. A.: Simple apparatus for demonstrating directly the acceleration of gravity. *J. scient. instr.* **4**, 324—325, 1927.
- Wright, F. E.: Gravity on the Earth and on the Moon. *Scient. Monthly* **24**, 448—462, 1927. SA.: Carnegie Institution of Washington, Geophysical Laboratory New Publ. 633.
- Andrews, E. C.: Hypothesis of mountain-building. *Geol. Soc. America Bull.* **37**, 439—454, 1926.
- Bowie, W.: Geology from the isostatic viewpoint. *Scient. Monthly* **22**, 5—18, 1926.
- Derselbe: The part played by isostasy in geophysics and geology. *J. Washington Acad.* **17**, 101—117, 1927.
- Chamberlin, J. C.: Intrageology-Elastasy vs. Isostasy. *J. of Geol.* **35**, 89—94, 1927.
- Gutenberg, B.: Die Bedeutung der Isostasie. *Gerlands Beitr.* **16**, 396—403, 1927.
- Inglada Ors, V.: La condición isostática de la corteza terrestre. Madrid Inst. Esp. de Oceanografía Notas y Resúmenes (2) **18**. 24 S.
- Sans-Huelin, G.: La reducción isostática de nuestras estaciones de gravedad. Madrid Inst. Geogr. y Catastral Mem. **15**, 5, 1926. 18 S.

### 3. Temperatur und Aggregatzustand der Erde, Geochemie.

- Evans, J. W.: Radio-activity and the heat of the earth. *Nature* **119**, 424—425, 1927.
- Holmes, A.: Some problems of physical geology and the Earth's thermal history. *Geol. Mag.* **64**, 263—278, 1927.
- Iki, T.: Temperature in oil-wells. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **2**, 109—110, 1927.
- Jeffreys, H.: The Earth's thermal history, and some related problems. *Geol. Mag.* **63**, 516—525, 1926.

- Koenigsberger, J.: Bemerkung über geothermische Messungen in Bohrungen. Z. d. Int. Bohrtechniker-Verbandes **35**, Nr. 6, 1927. 4 S.
- Lawson, R. W.: Radioactivity and the heat of the Earth. Nature **119**, 277—278, 1927.
- Thom, W. T. jr.: Earth temperatures, buried hills and anticlinal folds. Econ. Geol. **22**, 91—94, 1927.
- Holmes, A.: Contributions of the theory of magmatic cycles. Geol. Mag. **63**, 306—329, 1926.
- Lindgren: Magmas, dikes and veins. Trans. Am. Inst. Min. Eng. **74**, 71—126, 1927.
- Meyermann, B.: Die Zähigkeit des Magmas. Z. f. Geoph. **3**, 135—136, 1927.

## II. Veränderung und Bewegungen an der Erdkruste und Seismik.

### 1. Tektonik, Vulkanismus, Vereisung, Klimaschwankung.

- Gutenberg, B.: Die Veränderungen der Erdkruste durch Fließbewegungen der Kontinentalsscholle. Gerlands Beitr. **16**, 239—247, 1927.
- Holmes, A.: The age of the Earth: an introduction to geological ideas. Benn 1927.
- Joly, J.: The surface-history of the Earth. Oxford Clarendon Press. Ref. von E. Christa. Phys. Z. **28**, 239—241, 1927.
- Köppen, W.: Das Klima Patagoniens im Tertiär und Quartär. Gerlands Beitr. **17**, 391—394, 1927.
- Nölke, Fr.: Über die Kontraktionshypothese und einige aus ihr fließende Erklärungsmöglichkeiten. (Ursache des Vulkanismus und Ursprung der ozeanischen Gewässer.) Geol. Rundschau **18**, 121—131, 1927.
- Ono, S.: On the nature of the core of the earth. Tokyo Centr. Met. Obs. Geoph. Mag. **1**, 97—101, 1927.
- Putnam, R.: The equilibrium theory of the earth's crust. J. Washington Acad. **16**, 285—291, 1926.
- Stille, H.: Über die nordöstliche Fortsetzung der westfälischen Steinkohlenformation. Göttinger Nachr. 1926, S. 212—228.
- Tucker, R. H.: Triangulation measurements of changes of position. Seism. Soc. Am. Bull. **16**, 170—181, 1926.
- Yamasaki, N. — Tada, F.: On the morphorology and tectonics of the districts near the Lake Biwa. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **2**, 85—108, 1927.
- Matuyama, M.: On the subterranean structure around Sakurazima Volcano considered from the state of gravitational field. Jap. J. Astr. Geoph. Trans. **4**, 121—138, 1927.
- Tada, F. und Tsuya, H.: The eruption of the Tokachidake Volcano, Hokkaidô, on May 24th, 1926. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **2**, 49—84, 1927. Japanisch; engl. Auszug.
- Waitz, P.: Erupciones Rhyolíticas ligadas con fracturas tectónicas entre Aguascalientes y San Luis Potosí. Mexico, Soc. Alzate, Mem. y Rev. **46**, 201—212, 1927.
- Washington, H. S.: Santorini eruption of 1925. Geol. Soc. Am. Bull. **37**, 349—384, 1926.
- Hopfner, F.: Mathematische Grundlagen zu einer astronomischen Theorie der Klimaschwankungen. Gerlands Beitr. **16**, 248—268, 384—395; **17**, 10—35, 171—179, 1927.

### 2. Elastische Deformationen, Seismizität, Seismik.

- Reich, H.: Über Gesteinselastizität. Z. Dt. Geolog. Ges. **79**, 31—42, 1927.
- Derselbe: Über die elastischen Eigenschaften von Gesteinen und damit zusammenhängenden geologischen Fragen. Gerlands Beitr. **17**, 86—117, 1927.
- Abbott, C. D.: The St. Lawrence earthquake of February 28, 1925. Seism. Soc. Am. Bull. **16**, 133—145, 1926.



- Blackwelder, E.: Earthquakes in Jackson Hole, Wyoming. Ebenda, S. 196.
- Bouasse, H.: Séismes et sismographes. Bibl. Scient. de l'Ingénieur et du Physicien. Paris 1927. Libr. Delagrave. 8°. 395 S.
- Byerly, P.: The Montana earthquake of June 28, 1925, G. M. C. T. Seism. Soc. Am. Bull. **16**, 209—265, 1926.
- Critikos, N.: Sur la sismicité des Cyclades et de la Crète. Gerlands Beitr. **17**, 1—3, 1927.
- Daly, R. A.: Our mobile earth. New York 1926. Scribners. 8°. XXII, 342 S. Ref. von E. A. Hodgson, J. R. Astr. Soc. Canada **21**, 112—118, 1927. Ref. von E. B. Bailey, Nature **119**, 421—422, 1927.
- Davison, C.: The founders of seismology. Cambridge 1927, Univ. Press.
- Davison, Ch.: The Japanese earthquake of Mar. 7, 1927. Nature **119**, 443, 1927.
- Derselbe: The Hereford earthquake of 15<sup>th</sup> August, 1926. Geol. Mag. **64**, 162—167, 1927.
- Fourmarier, P.: Le tremblement de terre du 5 janvier 1926 dans l'est de la Belgique. Ann. Soc. géol. de Belgique, Liège 1927. 49. Bull. S. 180—185. 1 K.
- Derselbe et Somville, O.: Le tremblement de terre du 19 mai 1921 dans l'ouest de la Belgique. Ebenda, S. 259—266.
- Gassmann, F.: Zur Bestimmung des Reibungsausschlages eines Seismographen. Gerlands Beitr. **17**, 4—9, 1927.
- Gutenberg, B.: Grundlagen der Erdbebenkunde. Samml. Borntraeger, Bd. 12. Berlin 1927. 8°. 189 S. 1 Taf.
- Derselbe: Die Geschwindigkeit der Longitudinalwellen im Erdinnern. Gerlands Beitr. **17**, 356—365, 1927.
- Heck, N. H.: Earthquake epicenters in the North Pacific. Seism. Soc. Am. Bull. **16**, 182—186, 1926.
- Hiller, W.: Über die Geschwindigkeit der seismischen Oberflächenwellen bei Weltbeben, insbesondere ihre Abhängigkeit von der geophysikalischen Beschaffenheit des durchlaufenen Weges. Gerlands Beitr. **17**, 279—310, 1927.
- Hodgson, E. A.: The relation of the surveyor to earthquakes. J. R. Astr. Soc. Canada **21**, 153—169, 1927.
- Imamura, A. and Yasuda, Ch.: On some seismic Zones of the Kwanto district as revealed by means of statistics in a short period. Tokyo Proc. **3**, 279—281, 1927.
- Imamura, A. and Nasu, N.: On the destructive Tango earthquake of March 7, 1927: a stereometrical study of the seismic origin. Ebenda, S. 227—231.
- Imamura, A.: On the observations of slow earthquake motions. Ebenda, S. 282—286.
- Inglada Ors, V.: El sismo del Bajo Segura de 10 de Septiembre de 1919. Cálculo de las coordenadas del foco basado en la hora inicial de los sismogramas registrados en varias estaciones próximas. Madrid, Inst. Geol. de Esp. Bol. **47**, 35—49, 1926.
- Derselbe: Procedimientos expeditos de localización de focos sísmicos. Madrid, R. Soc. Esp. de Hist. Nat., Mem. **13**, 203—247, 1927.
- Derselbe: El estudio de los sismos próximos. Madrid, R. Soc. Esp. de Hist. Nat. Conferencias y Reseñas Científicas **2**, 1—26, 1927.
- Derselbe: Estudio de sismos españoles. El terremoto del bajo Segura de 10 de septiembre de 1919. Cálculo de su profundidad hipocentral y de la hora inicial de sus sacudidas en el foco y en el epicentro. Madrid Rev. (2) **23**, 337—409, 1927.
- Ishimoto, M.: Observations sur les variations de l'inclinaison de la surface terrestre (premier rapport). Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **2**, 1—12, 1927.
- Jeffreys, H.: On two British earthquakes. Monthly Not. Geoph. Suppl. **2**, 483—494, 1927.
- Kirkbride, W. H.: The earthquake at Santa Barbara, California, June 29, 1925, as it affected the railroad of the Southern Pacific Company. Seism. Soc. Am. Bull. **17**, 1—7, 1927.

- Kotô, B.: The Tazima earthquake of 1925. J. of the Faculty of Sc., Imp. Univ. Tokyo, Sect. 2, Vol. 2, part 1. 75 S., 8 Taf.
- Derselbe: The Tazima earthquake of 1925. Tokyo Proc. **3**, 232—235, 1927.
- Kravetz, T. P.: Über den Zusammenhang der Erdbeben mit den Polhöenschwankungen. Z. f. Geoph. **3**, 221—224, 1927.
- Krumbach, G.: Über die Laufzeiten der Vorläufer- und Wechselwellen bei Erdbeben in ihrer Beziehung zur Schichtung der Erdrinde. Jena, Reichsanstalt für Erdbebenforschung, Veröff. Heft 5, 1926. 80. 19 S.
- Kunitomi, S.: Propagation of the seismic wave in Japan. Gerlands Beitr. **17**, 36—39, 1927.
- Macelwane, J. B.: The Jesuit seismographic stations in the United States and Canada—a retrospect. Seism. Soc. Am. Bull. **16**, 187—195, 1926.
- Derselbe and Repetti, Wm. C. The Crystal Springs, California, earthquake of February 10, 1925. Seism. Soc. Am. Bull. **17**, 15—19, 1927.
- Derselbe and Repetti, Wm. C. The Calaveras Valley, California, earthquake of April 3, 1924. Ebenda, S. 20—24.
- Mack, K.: Geschichte der Hohenheimer Erdbebenwarte von ihren Anfängen bis zum Jahre 1925. Württemberg. Jb. f. Statistik u. Landeskunde, Jg. 1925/26, S. 87—98. Stuttgart 1927.
- Makemson, M. W.: Locating the epicenter of an earthquake. Seism. Soc. Am. **17**, 8—14, 1927.
- Pratt, W. E.: An earthquake in the Panhandle of Texas. Seism. Soc. Am. Bull. **16**, 146—149, 1926.
- Matuzawa, T.: Earthquake motion with a constant acceleration? Tokyo Proc. **3**, 68—71, 1927.
- Maurain, Ch.: Sur la répartition des tremblements de terre en latitude. CR. **184**, 612—614, 1927.
- Mohorovičić, St.: Über Nahbeben und über die Konstitution des Erd- und Mondinnern. Gerlands Beitr. **17**, 180—231, 1927.
- Navarro-Neumann, Ma. S.: Les séismographes de la station séismologique de Cartuja (Granada). SA. Union Geod. et Géoph. Int. Sect. de Séismologie. 4. 13 S.
- Oddone, E.: Ricerche teorico-sperimentali sulle vibrazioni meccaniche del sottosuolo. Rom, R. Ufficio Centrale di Meteorologia e Geofisica (3) **1**, 1—96, 1926.
- Schnell, H.: Ein Beitrag zum Studium der Erdbebennachläufer. Z. f. Geoph. **3**, 241—255, 1927.
- Seismological work in the United States. The Geographical Mag. (London) **69**, 90—91, 1927.
- Sieberg, A. und Krumbach, G.: Das Einsturzbeben in Thüringen vom 28. Januar 1926. Jena, Reichsanst. f. Erdbebenforschung, Veröff. Heft 6, 1927. 80. 32 S., 1 K.
- Spitaler, R.: Beziehungen zwischen Erdbeben und Gebirgsfaltung. Gerlands Beitr. **17**, 243—253, 1927.
- Suyehiro, K.: On the instability of seismometers. Tokyo Proc. **3**, 143—148, 1927.
- Tams, E.: Erdbeben im Gebiet der Nordenskiöld See. Gerlands Beitr. **17**, 325—331, 1927.
- Terada, T. and Miyabe, N.: On a long period fluctuation in Latitude of the Macro-seismic Zone of the Earth. Tokyo Proc. **3**, 275—278, 1927.
- Tokyo, Hydrographic Department, I. J. N.: Hydrographic survey of the sea facing the provinces of Tajima and Tango, disturbed by a strong earthquake. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **2**, 111—112, 1927.
- Wadati, K.: On the Mohorovičić wave observed in Japan. Tokyo Centr. Met. Obs. Geoph. Mag. **1**, 89—96, 1927.
- Washington, Carnegie Institution: Report of the Advisory Committee in Seismology. Seism. Soc. Am. Bull. **17**, 25—48, 1927.
- Willson, F. F.: The Montana earthquake of June 27, 1925 damage in Gallatin County. Ebenda **16**, 165—169, 1926.
- Yamasaki, N. and Tada, F.: The faults of the Tango earthquake of 1927. Tokyo Proc. **3**, 223—226, 1927.

### III. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde. Polarlicht.

#### 1. Das innere Magnetfeld.

- Baldit, A.: Mesures magnétiques dans le sudouest du Massif Central. CR. **184**, 219—221, 1927.
- Bauer, L. A.: Need of magnetic and electric data in polar regions. Petermanns Mitt. Ergänzungsheft No. 191, 1927, S. 47—51.
- Burath, K.: Magnetische Beobachtungen vom Forschungs- und Vermessungsschiff „Meteor“ im Jahre 1925/26 auf den Falklandinseln und Südgeorgien. Ann. Hydrogr. **55**, 72—75, 1927.
- Chree, C. and Watson, R. E.: A comparison of the records from British magnetic stations underground and surface. Proc. Roy. Soc. London **112**, 304—313, 1926.
- la Cour, D.: Godhavn vertical-intensity magnetometer. Terr. Magn. **32**, 16, 1927.
- Dupouy, G.: Appareil à lecture directe pour la mesure des champs magnétiques. Gaussmètre. CR. **184**, 375—378, 1927.
- Eblé, L. et Itié, J.: Valeurs des éléments magnétiques à la station du Val-Joyeux (Seine et Oise) au 1er janvier 1927. CR. **184**, 696, 1927.
- Fauchon, C.: Contribution à l'étude du magnétisme au Soudan. Bull. Etudes Afriq. Occid. **9**, 1926, Nr. 1.
- Haussmann, K.: Magnetische Messungen im Steinheimer Becken. Gerlands Beitr. **17**, 366—371, 1927.
- Hazard, D. L.: Magnetic declination in United States in 1925. Washington, U. S. Coast Geod., Survey, Spec. Publ. **126**, 1926.
- Derselbe: Results of magnetic observations made by the United Coast and Geodetic Survey in 1925. Washington 1926. 8°. 37 S.
- Heiland, C. A.: Construction, theory and application of magnetic field balances. Bull. Am. Assoc. Petrol. Geologists **10**, 1189—1200, 1926.
- London, Ordnance survey. Results of the magnetic observations made by the ordnance survey in the Channel Islands in 1925 and in Southern England in 1926. London, H. M. Stationery Office, 1927.
- The magnetic survey of India. Records of the survey of India Vol. XIX. Von R. H. Thomas und E. C. Bond. Dehra Dun, Geod. Branch Office, Surv. India 1925. 121 S.
- Magnetic measurements in the baltic sea. South quarken, first report. Herausgegeben v. Kungæ, Sjökarteverket Stockholm; G. Reinius, Direktor u. v. Snomen Valtion Meteorologinen Keskuslaisos, G. Melander, Direktor. Helsingfors 1926. 8°. 45 S., 1 Karte.
- Maurain, Ch.: Rapport préliminaire sur la terminologie et les symboles en magnétisme et electricité terrestres. Sect. Terr. Magn. Electr., Internat. Geod. Geophys. Un., Bull. No. 6, Washington D C, Nov. 1926, S. 16—19.
- Ono, S.: A new design of highly sensitive magnetic variometer. Tokyo Centr. Met. Obs. Geoph. Mag. **1**, 63—67, 1927.
- Stelling, B. W., Smirnov, D. A., Rose, N. V.: Recueil d'observations magnétiques, faites en Jakoutie. Leningrad Ac. Sc. 1926. 143 S.
- Stupart, F. und Jackson, W. E. W.: Results of observations at the Canadian magnetical observatories Agincourtand Meanook. The year 1922. Ottawa 1927. 4°. 43 S.

#### 2. Das äußere Magnetfeld.

- Arbeiten der erdmagnetischen Abteilung des Carnegie-Institutes in Washington 1925/26. Ref. Naturw. **15**, 320, 1927.
- Abels, R. H.: On the secular change of terrestrial magnetism in Sverdlosk. J. of Geoph. and Met. **3**, 207—212, 1927.



- Absalom, H. W. L.: The times of recent „sudden commencements“ of magnetic storms at Eskdalemuir. *Terr. Magn.* **32**, 1—5, 1927.
- d’Azambuja, L.: Eruptions solaires, perturbations magnétiques et aurores polaires. Paris, *Bul. soc. astr. France* **41**, 178—181, 1927.
- Baldwin, J. M.: Hourly values of the magnetic elements at Toolangi, in 1924 (Melbourne Observatory). *Melbourne* 1927. IV, 37 S.
- Bock, R.: Eintrittszeiten erdmagnetischer Störungen. *Terr. Magn.* **32**, 9, 1927.
- Brazier, C. E.: Sur la périodicité des situations magnétiques troublées observées au Parc Saint-Maur et au Val-Joyeux. *CR.* **184**, 531—532, 1927.
- Dijk, G. van: Magnetic karakter of the year 1926. *Terr. Magn.* **32**, 64, 1927.
- Fleming, J. A.: Exploration magnétique et électrique de la terre. *Rev. Gén. des Sc.* 1926, S. 454—467.
- Derselbe: Latest annual values of the magnetic elements at observatories. *Terr. Magn.* **32**, 27—30, 1927.
- Flury, F.: Activité solaire et magnétisme terrestre. Bauer, L. A.: Note on the activity of the sun and of the earths magnetism. *Lyon Bull. Obs.* **9**, 97—102, 1927.
- Imamiti, S.: Magnetic storm of Oct. 14 to 17, 1926. *Tokyo Centr. Met. Obs. Geoph. Mag.* **1**, 102—103, 1927.
- Kalinowski, St.: Resultats des observations magnétiques effectuées en Pologne (1923—1924). *Warszawa, Trav. Obs. Mag. Swider* 1926, Nr. 2. 27 S.
- Koenigsberger, J.: Das magnetische Feld einer Stromquelle im Raum. *Phys. Z.* **28**, 342—344, 1927.
- Kunitomi, S.: Note on the 27 day period of magnetic storm. *Tokyo Centr. Met. Obs. Geoph. Mag.* **1**, 76—80, 1927.
- Melbourne Observatory. Hourly values of the magnetic elements at Toolangi in 1924. *Melbourne* 1926. 37 S.
- Mitchell, A. C.: Preliminary report on magnetic and electric characterization of days. Sect. *Terr. Magn. Electr., Intern. Geod. Geophys. Un., Bull. No. 6*, Washington DC, Nov. 1926, S. 3—15.
- Nippoldt, A.: Die magnetische Anomalie von Wittstock. *Ber. Pr. Met. Inst.* 1926.
- Derselbe: Ergebnisse der Messungen an deutschen Säkularstationen der magnetischen Landesaufnahme 1925. *Ebenda*.
- Nodon, A.: Origine des actions électromagnétiques terrestres. *Bull. Soc. Astr. Fr.* 1926, S. 279.
- Observations magnétiques effectuées dans les colonies françaises par les missions hydrographiques de 1913 à 1926; Madagascar et dépendances. *Indochine. Ann. hydrogr.* Paris **7**, 335—336, 1925/26.
- Palazzo, L.: Variations magnétiques seculaires à Tunis, Carthage et Malte. *Nuov. Linc.* **8**.
- Derselbe: Proprietà e condizioni delle rocce magnetiche, studiate in sito ed in laboratorio (Rapporto Preliminare). Sect. *Terr. Magn. Electr., Intern. Geod. Geophys. Un., Bull. No. 6*, Washington DC, Nov. 1926, S. 21—29.
- Principal magnetic storms recorded at Cheltenham (Jan.—Mar. 1927), Cheltenham (13.—14. Apr. 1927), Sitka (Jan.—Mar.), Huancayo (Jan. 1—31), Apia (Jul.—Dec. 1926).
- Puig, J.: Perturbation électromagnétique du 26—27 janv. 1926. *Bull. Soc. Astr. France* 1926, S. 203.
- Schmidt, Ad.: Ergebnisse der magnetischen Beobachtungen in Potsdam und Seddin im Jahre 1924. *Berlin* 1927. IV, 36 S. *RM* 7.—.
- Derselbe: Ergebnisse der erdmagnetischen Beobachtungen in Potsdam im Jahre 1926. *Met. Z.* **44**, 224—227, 1927.
- Stschodro, N.: Untersuchung der magnetischen Eigenschaften von Erzproben. *Gerlands Beitr.* **17**, 148—167, 1927.



- Tanakadate, A.: Preliminary report on sudden commencements of magnetic storms. Sect. Terr. Magn. Electr., Intern. Geod. Geoph. Union, Bull. No. 6, Washington DC, Nov. 1926, S. 20—21.
- Visser, S. W.: Uitkomsten van aardmagnetische waarnemingen de Batavia en Buitenzorg verricht gedurende de jaren 1921—1925. Batavia, Nat. Tijdschr. **86**, 198, 1926.
- Watson, R. A.: Hourly ranges of the north component of magnetic force at Eskdalemuir. Terr. Magn. **32**, 5—9, 1927.

### 3. Polarlicht.

- Cario, G.: Die Wellenlänge der grünen Nordlichtlinie. Z. f. Phys. **42**, 15—21, 1927.
- Aurora: Aurores boréales et perturbations magnetiques. L'aurore boréale du 5 mars 1926; L'aurore boréale du 9 mars 1926; Sur la perturbation magnetique et l'aurore boréale du 14. avril 1926; Aurore polaire observée à Naples, le 12 janvier 1926. Paris, Bul. Soc. Astr. France **40**, 442—445, 1926.
- McLennan, J. L.: The spectrum of the aurora and the constitution of the upper atmosphere. London, R. Inst., Weekly Evening Meeting, June 11, 1926.
- Pelzer, H.: Zur Frage des Vorhandenseins von festem Stickstoff in der Erdatmosphäre. Ann. d. Phys. **83**, 362—384, 1927.
- Rayleigh (Lord): Spectrographic observations of the second green line of the auroral spectrum. Nature **119**, 525, 1927.
- Störmer, C.: On an aurora curtain of violet-gray colour situated at a high altitude photographed on September 8th 1926. Gerlands Beitr. **17**, 254—269, 1927.
- Derselbe: Résultats des mesures photogrammetriques des aurores boréales observées dans la Norvège méridionale de 1911 à 1912. Geofys. Pub., Oslo 1926. Vol. 4. 66 S.
- Derselbe: Preliminary report on crucial phenomena of polar lights. Sect. Terr. Magn. Electr., Intern. Geod. Geophys. Un., Bull. No. 6, Washington DC, Nov. 1926. S. 30—33.
- Ulrich, F. P.: The aurora of september 20, 1926, Sitka, Alaska. Terr. Magn. **32**, 91—92, 1927.
- Vegard, L.: Neuere Ergebnisse über das Leuchten verfestigter Gase und ihre Beziehungen zum Polarlicht. Naturw. **15**, 438—445, 1927.
- Derselbe: Spectrographic observations of the second green line of the auroral spectrum. Nature **119**, 349—350, 1927.

### 4. Erdströme, Luftelektrizität, durchdringende Strahlung.

- Anderson, W.: Eine neue Erklärung der Aufrechterhaltung der negativen Erdladung. Z. f. Phys. **48**, 475—478, 1927.
- Bauer, L. A. and Chree, C.: Atmospheric Electricity. Nature **119**, 457, 1927.
- Benndorf, H.: Die Erhaltung der Erdladung durch Blitzstrom. Phys. Z. **28**, 260—261, 1927.
- Boylan, R. K.: Atmospheric dust and condensation nuclei. Proc. Roy. Irish Ac. **37**, 1926, Nr. 6.
- Gundry, P. G.: The problem of atmospheric electricity. S. Afric J. Sc., Cape Town **23**, 18—25, 1927.
- Kastrow, W.: Zur Theorie des Stromes der elektrischen Zerstreuung. Phys. Z. **28**, 440—444, 1927.
- Mac Laughlin, J.: Mesures sur les gros ions à Paris. CR. **184**, 1183—1185, 1927.
- Malmgrön et Bêhounek: Mesures de la conductibilité électrique de l'atmosphère dans la région du Pôle Nord. CR. **184**, 1185—1187, 1927.
- Mathias, E.: Contribution à l'étude de la matière fulminante Decomposition spontanée et sans bruit sensible de certains éclairs sphériques de grand diamètre. CR. **184**, 312—314, 1927.

- Mathias, E.: Contribution à l'étude de la matière fulminante. Celle-ci est-elle chaude ou froide. CR. **184**, 653—655, 1927.
- Russelvedt, N.: Instrumente und Apparate für die luftelektrischen Untersuchungen an dem Meteorologischen Observatorium in Ås. Oslo, Jahrb. Norweg. Met. Inst. für 1925, 1926, S. 631—638.
- Sanford, F.: Summary of observations on earth-potential and air-potential gradients for the year 1926, with some theoretical considerations. Bull. Terr. Electr. Obs., Palo Alto, Cal. **4**, 1927, 22 S.
- Simon, A. W.: On the electrostatics of the thunderstorm (Abstr.). Phys. Rev. **29**, 754, 1927.
- Simpson, G. C.: Thunderstorms. Quart. J. Roy. Met. Soc. **53**, 172—176, 1927.
- Sverdrup, H. U.: Ergebnisse der Messungen des Potentialgefälles auf der „Maud“-Expedition. Z. f. Geoph. **3**, 93—102, 1927.
- Derselbe: Polarfahrt der Maud 1918—1925. Naturw. **15**, 343—344, 1927.
- Tuve, M. A. and Huff, C.: On the use of a radioactive-collector for potential-gradient measurements. Terr. Magn. **32**, 17—26, 1927.
- Wait, G. R.: Preliminary note on the effect of dust smoke and relative humidity upon the potential gradient and the positive and negative conductivities of the atmosphere. Terr. Magn. **32**, 31—36, 1927.
- Derselbe und Sverdrup, H. U.: Preliminary note on electromotive forces possibly produced by the earth's rotating magnetic field and on observed diurnal-variation of the atmospheric potential gradient. Terr. Magn. **32**, 73—83, 1927.
- Wigand, A.: Erdladung, Blitzstrom und Niederschlagsstrom. Phys. Z. **28**, 261—263, 1927.
- Derselbe und Kircher, H.: Schnellwirkende luftelektrische Kollektoren. Gerlands Beitr. **17**, 379—385, 1927.
- Bogoiavlensky, L. L. and Lomakin, A. A.: Experiments on highly penetrating radiation from the earth. Nature **119**, 525, 1927.
- Dieselsen: Über die durchdringenden Erdstrahlungen. Z. f. Geoph. **3**, 87—93, 1927.
- Büttner, K.: Versuche über die durchdringende Strahlung. Z. f. Geoph. **3**, 161—184, 1927.
- Derselbe und Feld, W.: Der kosmische Ursprung der durchdringenden Höhenstrahlung. Naturw. **15**, 378, 1927.
- Büttner, K.: Der kosmische Ursprung der Intensitätsschwankungen der durchdringenden Höhenstrahlung. Göttinger Ber. 1926, S. 285—286.
- Derselbe: Blei-Absorptionsmessungen der Höhenstrahlung im Flugzeug. Z. f. Geoph. **3**, 236—237, 1927.
- Corlin, A.: Der kosmische Ursprung der Höhenstrahlung. Naturw. **15**, 356—357, 1927.
- Hoffmann, G.: Über neue Apparaturen zur Messung der durchdringenden Strahlung. Z. f. Geoph. **43**, 565—569, 1927.
- Kolhörster, W. und v. Salis, G.: Die tägliche Periode der Höhenstrahlung. Berlin. Ber. 1927, S. 92—104.
- Myssowski, L. und Tuwim, L.: Absorptionskurve der Höhenstrahlung im Wasser. (Bemerkungen zur Arbeit von E. Steinke: Über die durchdringende Strahlung im Meeresniveau.) Z. f. Phys. **44**, 369—372, 1927.
- Pacini, D.: Radiazione penetrante. Extr. Boll. Bimens. Soc. Met. Ital., Luglio-Settembre 1926, 3 S.
- Steinke, E.: Über die durchdringende Strahlung im Meeresniveau. Z. f. Phys. **43**, 570—602, 1927.
- Swann, W. F. G.: An attempt to detect a corpuscular radiation of cosmic origin. Philadelphia, Pa. J. Franklin Inst. **203**, 11—23, 1927.

## 5. Radioaktivität.

- Běhounek, F.: Über die Verhältnisse der Radioaktivität im Uranpecherzbergbaurevier von St. Joachimstal in Böhmen. *Phys. Z.* **28**, 333—342, 1927.
- MacCarthy, G. R.: Radioactivity and the floor of the oceans. *Geol. Mag.* **63**, 301—305, 1926.
- Jelstrup, H.: Sur un phénomène sonore perçu pendant une aurore polaire très intense. *CR.* **184**, 159—160, 1927.
- Jimori, S. and Yoshimura, J.: Pleochroic haloes in iotite. Probable existence of the independent origin of the actinium series. Tokyo, Sci. papers Inst. Phys. Chem. Res. **5**, 11—23, 1926.
- Lawson, R. W.: Radioactivity and the heat of the earth. *Nature* **119**, 703, 1927.
- Meyer, St. und v. Schweidler, E.: Radioaktivität. 2. Aufl. Leipzig-Berlin, B. G. Teubner, 1927. VIII, 722 S. *RM* 36.—.

## 6. Drahtlose Wellen in der Atmosphäre.

- Appleton, E. V. and others: Electrical discharges in the atmosphere. *Obs. London* **49**, 239—242, 1926.
- Appleton, E. V.: Magnetic storms and wireless transmission. *Electr.*, London, No. 2545, S. 219—221, 1927.
- Bureau, R.: Anomalies de longue durée dans la propagation des ondes courtes. *CR.* **184**, 1078—1080, 1927.
- Cairns, J. E. J.: A statistical study of the effects of the atmospheric-electric elements on broadcast reception. *Terr. Magn.* **32**, 11—15, 1927.
- Chapman, S.: The sun, the earth's atmosphere and radio transmission. *Nature* **119**, 428—429, 1927.
- Fassbender, H., Krüger, K. und Plendl, H.: Versuche über die Ausbreitung kurzer Wellen. *Naturw.* **15**, 357, 1927.
- Gutton, H. et Clément, J.: Sur la propagation des ondes électromagnétiques autour de la Terre. *CR.* **184**, 676—678, 1927.
- Hulburt, E. O.: Absorption of radio waves in the upper atmosphere. *Phys. Rev.* **29**, 706—716, 1927.
- Idrac, P. et Bureau, R.: Expériences sur la propagation des ondes radiotélégraphiques en altitude. *CR.* **184**, 691—692, 1927.
- Lassen, H.: Die täglichen Schwankungen des Ionisationszustandes der Heavisideschicht. *El. Nachr.-Technik* **4**, 174—179, 1927.
- Nagaoka, H.: On clicks and grinders of atmospherics. *Tokyo Proc.* **3**, 64—67, 1927.
- Reich, H. J.: A comparison of the variation of intensity and direction of radio signals. *J. Franklin Inst.* **203**, 537—548, 1927.
- Rempp, G.: Sur la modification apportée à une courbe de fréquence par la superposition d'une variation sinusoïdale à la variabilité accidentelle. *CR.* **184**, 37—39, 1927.
- Watt, W. R. A.: Atmospherics and the atmosphere. *Quart. J. Roy. Met. Soc.* **53**, 169—172, 1927.

## IV. Physik des Meeres.

### 1. Statik, Dynamik und Optik.

- v. Drygalski, E.: Bemerkungen über die Tiefenströme der Ozeane und ihre Beziehungen zur Antarktis. München. Ber. 1926, S. 279—286.
- Heck, N. H.: Some unusual submarine features in the North Pacific Ocean. *Geogr. Review* **17**, 448—452, 1927.
- Jacobsen, J. P.: Eine graphische Methode zur Bestimmung des Vermischungskoeffizienten im Meere. *Gerlands Beitr.* **16**, 404—412, 1927.

- Maurer, H.: Zur Echolotung großer Tiefen. *Ann. Hydr.* **55**, 85, 1927.  
 Thoulet, J.: Densimétrie en mer Tyrrhénienne. *CR.* **184**, 385—386, 1927.  
 Tsukamoto, K.: Transparence de l'eau de mer pour l'ultraviolet lointain. *CR.* **184**, 221—223, 1927.  
 Walker, G.: The Atlantic ocean. *Quart. J. Roy. Met. Soc.* **53**, 97—114, 1927.  
 Wegener, A.: Der Boden des Atlantischen Ozeans. *Gerlands Beitr.* **17**, 311—324, 1927.

## 2. Gezeiten.

- Brillouin, M.: Océans et continents. Marées océaniques et marées du sol. Formules normalisées pour leur calcul théorique. *CR.* **184**, 849—853, 1927.  
 Horrocks, H.: Meteorological perturbations of tides and currents in an unlimited channel rotating with the Earth. *London Proc. (A)* Nr. 770, S. 170—183, 1927.  
 Fichot, E.: Théorie de marées. Sur la relation entre la vitesse maxima du courant et l'amplitude de la marée. *CR.* **184**, 253—256, 1927.  
 Marmer, H. A.: The tide at Tahiti. *J. Washington Acad.* **17**, 157—159, 1927.  
 Meissner, O.: Bestimmung der Hauptmondtide  $M_2$  in Swinemünde für die Jahre 1898 bis 1907. *Z. f. Geoph.* **3**, 75—79, 1927.  
 Derselbe: Die Differenz zwischen Tages- und Mittelwerten der Wasserstände der deutschen Ostseestationen und ihr jährlicher Gang. *Ann. Hydr.* **55**, 61—64, 1927.  
 Derselbe: Der jährliche Gang der Sonnenwelle  $S_1$  an verschiedenen deutschen Ostseestationen. *Ann. Hydr.* **55**, 107—116, 1927.  
 Nakamura, S.: On the effect of the tides on the occurrence of earth quakes in Kwantō district. *Jap. J. Astr. Geoph. Trans.* **4**, 139—165, 1927.  
 Proudman, J. and Doodson, A. T.: On the tides in an ocean bounded by two Meridians on a non-rotating Earth. *Monthly Not. Geoph. Suppl.* **1**, 468—483, 1927.  
 Sterneek, R.: Selbständige Gezeiten und Mitschwingen im Roten Meere. *Ann. Hydr.* **55**, 129—134, 1927.  
 Sverdrup, H. U.: The tides on the north Siberian shelf: their bearing on the existence of land in the Arctic Sea, and their dynamics. *J. Washington Acad.* **16**, 529—540, 1926.

## V. Physik der Atmosphäre.

### 1. Statik und Dynamik.

- Bartels, J.: Über die atmosphärischen Gezeiten. *Preuß. Met. Inst. Abh.* 8, Nr. 9. Berlin 1927. 40. 51 S.  
 Dobson, G. M. B.: The uppermost regions of the earth's atmosphere. Oxford 1926. 80. 22 S.  
 Horrocks, H.: Meteorological perturbations of tides and currents in an unlimited channel rotating with the earth. *Proc. Roy. Soc. London* **115**, 170—183, 1927.  
 Kobayasi, J.: On the mechanism of cyclones and anticyclones. *Tokyo Proc.* **3**, 12—15, 1927.  
 Köppen, W.: Polarfront, Wellen und tropische Wirbelstürme. *Met. Z.* **44**, 176, 1927.  
 Letzmann, J.: Experimentelle Untersuchungen an Wasserwirbeln. *Gerlands Beitr.* **17**, 40—85, 1927.  
 Petersen, H.: Über die Temperatur in den höheren Schichten der Atmosphäre. *Phys. Z.* **28**, 510—513, 1927.  
 Schmidt, W.: Der Massenaustausch in freier Luft und verwandte Erscheinungen. Probleme der kosmischen Physik, VII. Bd. Hamburg, Henri Brand, 1925. *RM* 2.—.  
 Troeger, H.: Über die Datierung der Zyklonenfamilien. *Met. Z.* **44**, 179—181, 1927.

### 2. Strahlungsvorgänge, Zusammensetzung der Atmosphäre, Solarkonstante.

- Ångström, A.: On radiation and climate. *Geogr. Annaler* 1925, S. 122—142.  
 Derselbe: Recording nocturnal radiation. *Medd. från Statens Met.-Hydrogr. Anstalt* III, Nr. 12, Stockholm 1927.



- Aufsess, V.: Beziehungen zwischen Sonnentätigkeit und Luftdruckverteilung über Europa im ersten Vierteljahr 1927. *Met. Z.* **44**, 227—232, 1927.
- Babcock, H. D.: A study of the infra-red solar spectrum with the interferometer. *Astroph. J.* **65**, 140—162, 1927 (Abstr.). *Phys. Rev.* **29**, 748, 1927.
- Batyghina, A. J.: The transparency of the atmosphere in Sloutzk (Pavlovsk) for 1923, 1924, 1925. *J. of Geoph. and Met.* **3**, 151—158, 1926.
- Bernheimer, W. E.: Amerikanische Höhenobservatorien. 34. Jahresbericht des Sonnenblick-Vereins für 1925. Wien, Springer, 1927.
- Besson, L.: Observations comparatives de la radiation lumineuse au bord de la mer et à l'intérieur des terres. *CR.* **184**, 386—389, 1927.
- Cabannes, J. et Dufay, J.: Mesure de l'altitude et de l'épaisseur de la couche d'ozone dans l'atmosphère. *J. de phys.* **8**, 125—152, 1927.
- Danjon, A.: Dispersion atmosphérique et scintillation. *Ann. Obs. Strassbourg* **1**, 119—125, 1926.
- Derselbe et Rougier, G.: Le rayon vert. *Ebenda* **1**, 105—115, 1926.
- Deil, A. E.: Der Gang der Zenitpolarisation bei negativen Sonnenhöhen in Simferopol. *Met. Z.* **44**, 187, 1927.
- Duften, A. F.: Solar Radiation and diathermancy. *Nature* **119**, 460, 1927.
- Dneprovsky, N.: Note on Prof. Harzers „Refraction Tables“ and their comparison with those of Poulkovo and de-Ball. *Leningrad Inst. Astr. Bull.* Nr. 16, 1927.
- Götz, P. F. W.: Das Strahlungsklima von Arosa. Berlin, J. Springer, 1926. VIII, 110 S. *RM* 8.70.
- Derselbe: Das Strahlungsklima von Arosa (Auszug). *Met. Z.* **44**, 138—142, 1927.
- Kähler, K.: Über die Helligkeit nach Sonnenuntergang. *Met. Z.* **44**, 212, 1927.
- Kalitin, N. N.: Registration au moyen de la méthode photoélectrique de l'intensité de l'éclairage produit par la lumière diffuse de l'atmosphère. *J. of Geoph. and Met.* **II**, 1925, Nr. 3/4.
- Kimball, H. H.: Measurements of solar radiation intensity and determination of depletion by the atmosphere. *Monthl. Weather Rev.* **55**, 155—168, 1927.
- Lambert, P., Dejardin, G. et Chalonge, D.: L'extrémité ultraviolette du spectre solaire et la couche d'ozone de la haute atmosphère. *Lyon Bull. Obs.* **9**, 45—53, 1927.
- Livathinos, A. N.: L'insolation en Grèce. *Ann. Obs., Athènes* **8**, 1926. 4<sup>o</sup>. 25 S.
- Marten, W.: Über die beiden absoluten pyrhéliometrischen Skalen Ångström und Abbot. *Ber. Pr. Met. Inst.* 1926.
- Mayer, E.: Clinical aspects of sunlight and artificial radiation. *XVI*, 468 S. Baltimore 1926.
- Marvin, C. F.: Measurements of solar radiation and their interpretation. *Bull. Amer. Met. Soc.* **8**, 67—68, 1927.
- Milch, W.: Zur Theorie der Himmelselligkeit. *Met. Z.* **44**, 201—212, 1927.
- Perrin, C. D.: On the cause of the „green flash“ seen at sunset. *Publ. Ast. Soc. Pacific* 1926, S. 134—136.
- Pettit, E.: Ultra violet solar radiation. *Proc. Nat. Ac. Sci.* **13**, 380—387, 1927.
- Pollak, L. W.: Ein Hitzdrahtaktinometer. *Ann. Hydr.* **55**, 75—78, 1927.
- Stenz, E.: Comparaisons pyrhéliométriques. *Inst. géoph. mét. Univ. Lwow* Nr. 6, S. 1—12.
- Derselbe et Orkisz, H.: Observations pyrhéliométriques faites dans les Carpathes orientales durant l'été de l'année 1924. *Inst. géoph. mét. Univ. Lwow* Nr. 12, S. 421—461.
- Derselbe: Sur la théorie de l'actinomètre et sur les mesures de la radiation solaire dans les montagnes. *Inst. géoph. mét. Univ. Lwow* Nr. 13, S. 462—479.
- Derselbe: Observations pyrhéliométriques anciennes faites dans les monts de Czarnohora. *Inst. géoph. mét. Univ. Lwow* Nr. 14, S. 480—489.

- Stoye, K.: Kernzahl, relative Feuchtigkeit und Licht. *Met. Z.* **44**, 151, 1927.  
 Tichanowsky, I.: Die Bestimmung des optischen Anisotropiekoeffizienten der Luftmoleküle durch Messungen der Himmelspolarisation. *Phys. Z.* **28**, 252—260, 1927.  
 Wigand, A.: Licht und Beleuchtungsrichtung. *Gerlands Beitr.* **17**, 348—355, 1927.

### 3. Akustik.

- Hergesell, H.: Die Arbeiten der Kommission zur Erforschung der Schallausbreitung in der Atmosphäre vom Mai 1923 bis Ende Oktober 1926. *Lindenberg* 1927. 80. 20 S.  
 Holmes, W. C.: The detonation wave from solid explosives. *J. Franklin Inst.* **203**, 549—559, 1927.  
 Nölke, Fr.: Zur Erklärung der anormalen Schallfortpflanzung. *Phys. Z.* **28**, 302—304, 1927.  
 Perrott, G. St. and Gawthrop, D. B.: Propagation of detonation across an airgap between two cartridges of explosive. *J. Franklin Inst.* **203**, 387—406, 1927.  
 Picht, J.: Beitrag zur Theorie des Geschoßknalles. *Z. f. Geoph.* **3**, 224—236, 1927.  
 Wiechert, E.: Bemerkungen über die anormale Schallausbreitung in der Luft. *Göttingen. Nachr.* 1926, S. 93—103, 201—211.

## VI. Angewandte Geophysik.

- Ambronn, R.: Eine prinzipielle Grenze der Anwendbarkeit elektrischer Wechselstrom-Schürfmethode zur Aufsuchung nutzbarer Lagerstätten. *Allgem. Österreich. Chem. u. Techn. Ztg.* 1926, Nr. 24.  
 Derselbe: Eine grundsätzliche Grenze der Anwendbarkeit elektrischer Wechselstrom-Schürfmethode zur Aufsuchung nutzbarer Lagerstätten. *Techn. Blätter, Wochenschrift z. deutschen Bergwerksztg.* 11. Dezember 1926.  
 Derselbe: Einige Bemerkungen zur Möglichkeit der Aufsuchung und Lokalisierung von schlecht oder nicht leitenden Einlagerungen im Untergrund mittels elektrischer Wechselstrommethoden. *Z. f. Geoph.* **3**, 68—71, 1927.  
 Derselbe: Eine physikalische Einteilung der verschiedenen Arten von Erschütterungsmessern für die Technik und über einen neuen kleinen Beschleunigungsmesser. *Z. f. Feinmech. u. Präp.* **35**, 85—87, 1927.  
 Derselbe: Ein Elektrometer zur Bestimmung des Emanationsgehaltes der Bodenluft (DRP.). *Phys. Z.* **28**, 444—446, 1927.  
 Derselbe: Om de geofysiske metoder og grundlaget for deres anvendelse til forberedelse og kontrol av bergverks-undergrunds-og vandbyggnings-arbeider. *Kemi Bergvaesen* **6**, 121—125, 1926.  
 Eklund, J.: Electrical prospecting in Sweden. *The Mining Mag.* **36**, 265—270, 1927.  
 Essers, E. und Kappes, Th.: Bodenerschütterungen durch Kraftfahrzeuge. *Z. f. Geoph.* **3**, 49—57, 1927.  
 Gella, N.: Elektrische Untersuchungen auf Ölfeldern von Texas. *Petroleum* **23**, 885—888, 1927.  
 Ghitulescu, T. P.: Des méthodes géophysiques modernes de prospection minière. *Ann. d. min. de Roum.* **10**, Nr. 4, 1927.  
 Gibsons, A.: Über die Grenze der Anwendbarkeit elektrischer Schürfmethode mittels Wechselstrom. Bemerkung zu dem Aufsatz von R. Ambronn. *Z. f. Geoph.* **3**, 238—241, 1927.  
 Hlauschek, H.: Geologische Grundlagen der geoelektrischen Erdölsuche. *Z. f. prakt. Geol.* **35**, 22—27, 1927.  
 Haalck, H.: Die neue magnetische Universalwage. *Z. f. Geoph.* **3**, 58—68, 1927.  
 Haddock, M. H.: The location of mineral fields: Modern procedure in the investigation of mineral areas and the subsequent verification of their extent etc. *Lockwood's Manuals.* London 1926. Crosby Lockwood and Son. VII. 295.

- Heiland, C. A.: Geophysical methods in mining. Mining Cong. J., Washington 1926, S. 777—784.
- Derselbe: Geophysical methods as applied to prospecting for oil and gas. Oil and Gas J., Okla. 1926.
- Jung, K.: Diagramme zur Bestimmung der Terrainwirkung für Pendel und Drehwage und zur Bestimmung der Wirkung „zweidimensionaler“ Massenanordnungen. Z. f. Geoph. **3**, 201—212, 1927.
- Koch, W.: Aufschlußmethoden im Erzbergbau des östlichen Missouri. Metall u. Erz **24**, Heft 7, 1927.
- Koenigsberger, J.: Zur geophysikalischen gravimetrischen Landesuntersuchung und über die Tiefenlage der störenden Massen. Z. f. prakt. Geol. **35**, 65—70, 1927.
- Derselbe: Über die elektrische Auffindung von Erdöl. Petroleum **22**, Nr. 35, 1927. 3 S.
- Leonard, W. C.: Applied geophysics in the location of oil. Amarillo, Tex. Geophysical Research Corporation, 1926.
- Lundberg: Electrical and electromagnetic prospecting. Trans. Am. Inst. Min. Eng. **74**, 328, 1927.
- Mainka, C.: Unterstützung der Gebirgsschlagsforschung durch die Seismik. Gerlands Beitr. **17**, 340—347, 1927.
- Meisser, O. und Martin, H.: Zur experimentellen Seismik. I. Z. f. Geoph. **3**, 106—118, 1927.
- Mothes, H.: Seismische Dickenmessungen von Gletschereis. Z. f. Geophys. **3**, 121—134, 1927.
- Müller, M.: Die geophysikalischen Schürffverfahren. Glückauf **63**, Nr. 2, 1927.
- Rogers: Geo-electrical prospecting. Can. Min. J. **157**, 1153—1156, 1926.
- Sans y Huelin, G.: Dos campañas de ensayo con la balanza de torsion Eötvös-Schweydar. Madrid Inst. Geogr. y Cadastral Mem. **15**, 4, 1926. 27 S. 3 Tf. 2 K.
- Shaw, H. and Lancaster-Jones, E.: The theory and practical employment of the Eötvös torsion balance. The Mining Mag. **36**, 204—212, 274—282, 339—347; **37**, 14—22, 1927.
- Schweydar, W. und Reich, H.: Künstliche elastische Bodenwellen als Hilfsmittel geologischer Forschung. Gerlands Beitr. **17**, 121—147, 1927.
- Steuding, H.: Messung mechanischer Schwingungen. Z. Verein deutsch. Ingenieure **71**, 605—608, 1927.
- Tangl, K.: Versuche über Gravitation mit einer Drehwage, deren Gehänge in Wasser taucht. Budapest, Math. u. Naturwiss. Anzeiger d. Ung. Akad. **43**, 342—352, 1926. Ungarisch, deutscher Auszug.
- Waetzmänn, E.: Zur Ausbreitung elastischer Wellen in der Erdoberfläche. Naturwiss. **15**, 401—403, 1927.
- Wiechert, E.: Untersuchung der Erdrinde mit Hilfe von Sprengungen. Geol. Rundschau **17**, 339—346, 1926.
- Zuschlag, Th.: The problem of electric prospecting. Eng. a. Min. J. **123**, Nr. 9, 1927.
- Weltlagerstättenkarte. Herausgeg. von der Preuß. Geol. Landesanstalt. Bearbeitet von H. Hausbrand u. a. Redaktion: L. von zur Mühlen. Acht Blätter im mittleren Maßstab 1:15 000 000 nebst Erläuterungsband „Bergwirtschaftliche Tabellen“. Berlin 1927 (D. Reimer & E. Vohsen). IV. 8 K.; XIV. 312 S.

## VII. Grenzgebiete und Verschiedenes.

### 1. Kosmische Physik.

- Abetti, G.: Relazioni fra fenomeni solari e terrestri. L'Universo (Florenz) **8**, 251—264, 1927.
- Belot, E.: Le domaine intrastellaire des comètes et l'âge de la Terre. CR. **184**, 937 939, 1927.

- Bjerkness: Hydrodynamik der Sonne (Aus Astroph. J. **64**, 83—121). Ref. Naturw. **15**, 463—464, 1927.
- Hale, G. E.: The fields of force in the atmosphere of the sun. Nature **119**, 708—714, 1927.
- Lindemann, F. A.: Note on physical theory of meteors. Astroph. J. **65**, 117—123, 1927.
- Owen, J. S.: Haze. Nature **119**, 561—562, 1927.
- Sitter, W. de: On the secular accelerations and the fluctuations of the longitudes of the moon, the sun, Mercury and Venus. Bull. Astr. Inst. of the Netherlands **4**, 21—38, 1927.
- Wolfer, A.: Final relative sunspot numbers for 1925. Terr. Magn. **32**, 86, 1927.

## 2. Physik, Chemie.

- Handbuch der Experimentalphysik. Herausgegeben von W. Wien und F. Harms. Bd. 21. Inhalt:
- Joos, G.: Anregung der Spektren.
- v. Angerer, E.: Apparate und Methoden der Spektroskopie.
- Stark, J.: Starkeffekt.
- Leipzig, Akad. Verlagsges., 1927. 8°. XIII. 562 S.
- International Critical Tables of numerical data, physics, chemistry and technology. Editor-in-chief: Edw. E. Washburn. Vol. 2. New York 1927. (McGraw-Hill Book Co.) 1927. XVII. 616 S.
- Landolt-Börnstein: Physikalisch-Chemische Tabellen. 5. Aufl. Erster Ergänzungsband. Herausg. W. A. Roth und K. Scheel. Berlin 1927 (Jul. Springer). X. 919 S.
- Bilham, G. E.: Meteorological instruments. (Darunter Gorczynski Solarimeter). J. scient. instr. **4**, 201, 1927.
- Cornish, V.: Waves in granular material formed and propelled by winds and currents. Monthly Not. Geoph. Suppl. **1**, 447—467, 1927.
- Drysdale, C. V.: Progress in the design and construction of electrical instruments. J. scient. instr. **4**, 177—183, 209—216, 241—251, 1927.
- Girault, P. G.: Sur une image mécanique de l'hystérésis et sur l'inconstance de l'exposant de Steinmetz. CR. **184**, 78—80, 1927.
- Hartmann, J.: The jet-wave accelerometer attached to a pendulum. Phil. Mag. (7) **3**, 1073—1085, 1927.
- Ikebe, T.: Magnetic field of an elliptic coil for a sensitive galvanometer. Tokyo Proc. **3**, 216—218, 1927.
- Derselbe: On the best form of the galvanometer coil. Ebenda, S. 219—222.
- Jack, D.: The band spectrum of water vapour. Proc. Roy. Soc. London **115**, 373—390, 1927.
- Leicester, The Taylor-Hobson Res. Laboratory: On springs. J. scient. instr. **4**, 205—206, 1927.
- Lewis, D.: A pen for autographic recording. Ebenda, S. 120—121, 1927.
- Nagaoka, H.: Asymmetric vibrations of finite amplitudes. Tokyo Proc. **3**, 61—63, 1927.
- Nitsche, A.: Störungserscheinungen an Elsterschen und Geitelschen Photozellen. Diss. Halle 1927. 35 S.
- Letzmann, J.: Experimentelle Untersuchungen an Wasserwirbeln. Gerlands Beitr. **17**, 40—85, 1927.



- Pokrowski, G. J.: Beobachtungsergebnisse über die Lichtzerstreuung im Wassernebel. Z. f. Phys. **43**, 394—403 und 769—772, 1927.
- Quayle, Ph. P.: A note on the measurement of small time intervals. J. Franklin Inst. **203**, 407—412, 1927.
- Schmidt, Ad.: Über die Bestimmung der Parameter von Stabmagneten. Ber. Pr. Met. Inst. 1926.
- Schneider, W.: Untersuchungen über Magnetisierungskurven und Vergrößerung der Empfindlichkeit des Scheringschen Deflektorenmagnetometers. Z. f. Phys. **43**, 883—898, 1927.
- Sezawa, K.: On the propagation of Rayleigh-waves on plane and spherical surfaces. Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull. **2**, 21—28, 1927.
- Derselbe: Propagation of elastic waves from an elliptic or a spheroidal origin. Ebenda, S. 29—48.
- Derselbe: Dilatational and distorsional waves generated from a cylindrical or a spherical origin. Ebenda, S. 13—20.
- Spooner, Th.: Properties and testing of magnetic materials. London 1927. Mc Graw-Hill Publ. Co., Ltd. XIV, 385 S.
- Sutton, B.: The quadrant electrometer. J. scient. instr. **4**, 226—232, 1927.
- Tammann, G.: Bemerkungen über das Absorptionsspektrum des Wassers. Göttingen. Ber. 1926, S. 282—283.
- Tomlinson, G. A.: The measurement of fine wires. J. scient. instr. **4**, 74—75, 1927.
- Zipperer, L.: Technische Schwingungslehre. I. Allgemeine Schwingungsgleichungen. Samml. Götschen 953. 111 S. II. Schwingungen in Maschinenanlagen (Torsions- u. Biegungsschwingungen). Samml. Götschen 961. 123 S. Berlin und Leipzig 1927 (W. de Gruyter & Co.).
- Witte, H.: Über die Bestimmung von Elektrometerkapazitäten I. Phys. Z. **28**, 429—440, 1927.

### 3. Mathematik.

- Conrad, V.: Die Anwendung des Abbeschen Kriteriums auf geophysikalische Beobachtungsreihen. Gerlands Beitr. **17**, 372—378, 1927. -
- Kolossoff: Sur une transformation des équations de l'élasticité. CR. **184**, 512—514, 1927.
- Stumpff, K.: Analyse periodischer Vorgänge. Ein Abriß der Periodographie mit besonderer Berücksichtigung moderner Methoden. Samml. geoph. Schriften, herausgeg. von C. Mainka, **6**. Berlin 1927. Gebr. Borntraeger. 8<sup>o</sup>. X, 188 S. 1 Taf.
- Yule, G. U.: On a method of investigating periodicities in disturbed series, with special reference to Wolfer's sunspot numbers. London Phil. Trans. (A) **226**, 267—298, 1927.

### 6. Verschiedenes.

- Benndorf, H.: Zur Erinnerung an Franz Exner. Phys. Z. **28**, 397—409, 1927.
- Eduard Brückner†. Nachruf von V. Conrad. Gerlands Beitr. **17**, 169—170, 1927.
- Alfred de Quervain†. Nachruf von Ed. Brückner. Ebenda **16**, 341—343, 1927.
- Longwell, Ch. R.: Geophysical problems of general interest. A survey of recent literatur. Geogr. Review **17**, 467—475, 1927.

Potsdam, Geodätisches Institut, August 1927.

Potsdam, Meteorol.-Magna. Observatorium, August 1927.

R. Berger.

K. Büttner.

## Literaturverzeichnis.

### I. Bewegung und Konstitution der Erde. Schwere.

#### 1. Rotation, Umlauf, Präzession, Nutation, Polschwankung.

Beljaieff, J.: The determination of the latitude-variations at Pulkovo from observations of meridian marks. *Astr. Nachr.* **231** (5535), 275—278, 1927.

Bemporad, G.: Sui risultati di una serie di osservazioni di latitudine eseguite a Mizusawa. *Ebenda* **231** (5526), 89—92, 1927.

Varnum, W. B.: Systematic errors and the variation of the Pole. *Ebenda* **231** (5528), 129—134, 1927.

Gorceix, Ch.: Que la variation des longitudes peut être attribuée à une autre cause que la dérive des continents. *CR.* **184**, 529—530, 1927.

Bigourdan: Sur la détermination différentielle de l'heure de haute précision. *CR.* **185**, 157—159, 1927.

#### 2. Figur der Erde, Masse, Schwere, Isostasie.

Jankowski, K.: Sur les déformations du géoïde. Warszawa 1927. 4°. 35 S.

New Geodetic Tables for Clarke's figure of 1880. With transformation to Madrid 1924 and other figures. London, R. Geogr. Soc., Techn. Ser. 4. 1927. 8°. XX. 46 S., 1 Tf.

Heiland, C. A.: Suggestions for the improvements of pendulum observations. U. S. Nat. Res. Coun. Bull. **61**, 66—71, 1927.

Jung, H.: Geologie und Schweremessung: I. Die Prüfung der Isostasie durch Schweremessungen. Marburg, Ges. zur Beförderung der ges. Naturwiss., Sitzungsber. **62**, 225—236, 1927.

Mader, K.: Der Einfluß der Verteilung von Land und Wasser auf die Trägheitsmomente A und B der Erde im Äquator. *Gerlands Beitr.* **18**, 145—184, 1927.

Manley, G.: The pendulum observations. [The Cambridge expedition to East Greenland in 1926.] *Geogr. J.* **70**, 260—262, 1927.

Niethammer, Th.: Beziehungen zwischen Meereshöhen, Nivellementshöhen und Schwerewerten. *Verhandl. Naturf. Ges. Basel* **38**, 201—212, 1927.

Pesonen, U.: Relative Bestimmungen der Schwerkraft auf den Dreieckspunkten der südfinnischen Triangulation in den Jahren 1924—1925. *Veröff. Finnisch. Geod. Inst.* **9**. Helsinki 1927. 8°. 129 S.

- Rudzki, M. P.: Bestimmung der Schwerkraft an der Sternwarte Kiew. Herausg. von S. Tscherny und A. Orloff. 8<sup>o</sup>. 19 S.
- Schütte, K.: Das Ergebnis der Schweremessungen im Ries. München Ber. 1927, 133—144.
- Swick, C. H.: World longitude computations and isostatic reductions of gravity at sea. U. S. Nat. Res. Counc. Bull. **61**, 58—62, 1927.

Oltay, K.: Die Genauigkeit der Lotabweichungsbestimmungen mit der Eötvösschen Drehwage. Geodätische Arbeiten der Baron R. v. Eötvösschen Geophysischen Forschungen 2. Budapest 1927. 8<sup>o</sup>. X, 80 S.

Prey, A.: Neue Formeln zur Isostasie. Z. f. Geoph. **3**, 369—370, 1927.

Derselbe: Neue Formeln zur Isostasie. Gerlands Beitr. **18**, 185—217, 1927.

### 3. Temperatur und Aggregatzustand der Erde, Geochemie.

Jeffreys, H.: On the Earth's thermal history and some related geological phenomena. Gerlands Beitr. **18**, 1—29, 1927.

Derselbe: The Earth's thermal history. Geol. Mag. **64**, 444—446, 1927.

Joly, J.: Dr. Jeffreys and the Earth's Thermal History. Phil. Mag. (7) **4**, 338—348, 1927.

Joly, J. and Poole, J.: On the nature and origin of the earth's surface structure. Ebenda (7) **3**, 1233—1246, 1927.

Allen, E. J.: The work of the Geophysical Laboratory on hot springs. U. S. Nat. Res. Counc. Bull. **61**, 255—259, 1927.

Van Orstrand, C. E.: A machine for measuring the depths of deep wells. J. Washington Acad. of Sci. **17**, 481—487, 1927.

Ono, S.: On the constituents of igneous rocks. Proc. Phys. Math. Soc. Japan (3) **9**, 109—113, 1927.

## II. Veränderungen und Bewegungen an der Erdkruste und Seismik.

### 1. Tektonik, Vulkanismus, Vereisung, Klimaschwankung.

Kossmat, Fr.: Gliederung des varistischen Gebirgsbaues. Abhandl. Sächs. Geol. Landesamts. Heft 1. 39 S., 2 Tf. Leipzig 1927.

Pietzsch, K.: Der Bau des erzgebirgisch-lausitzer Grenzgebietes. Abhandl. Sächs. Geol. Landesamts. Heft 2. 1927. 28 S.

Taber, St.: Fault troughs. J. Geol. **35**, 577—606, 1927.

Balsillie, D.: Contemporaneous volcanic activity in East Five. Geol. Mag. **64**, 481—494, 1927.

v. Bubnoff, S.: Über die Beziehung zwischen Gebirgsbildung und Vulkanismus. Naturwiss. **15**, 857—860, 1927.

Shepherd, E. S.: The present status of the volcano-gas problem. U. S. Nat. Res. Counc. Bull. **61**, 259—263, 1927.

Zies: The concentration of metallic constituents by volcanic emanations. Ebenda, S. 263—266.

Avers, H. G.: A study of the variation of mean sea-level from a level surface. Ebenda, S. 56—58.

- Buwalda, J. P.: Pleistocene and recent topographic changes in the Pacific coast states. *Ebenda*, S. 39—43.
- Cholnoky, E. v.: Umformungsvorgänge der Meeresküsten. *Petermanns Mitt.* **73**, 193—197, 1927.
- Cotton, L. A.: Committee for the study of earth-movements by horizontal pendulums. Report of the seventeenth meeting of the Australasian-Associations for the Advancement of Science. Australia and New Zealand Adelaide Meeting, August 1924. Adelaide, South Australia, 1926. S. 37—38.
- Gutenberg, B.: Die Veränderungen der Erdkruste durch Fließbewegungen. II. *Gerlands Beitr.* **18**, 281—291, 1927.
- Derselbe: Der Aufbau der Erdkruste. *Z. f. Geoph.* **3**, 371—377, 1927.
- Matuzawa, T.: On the gravitational instability of the Earth with a core. *Proc. Phys. Math. Soc. Japan* (3) **9**, 31—44, 1927.
- Seidl, E.: Geologische, durch Zerreißvorgang entstandene Störungszonen als Probleme der angewandten Mechanik. *Verh. 2. Int. Kongr. f. techn. Mech. Zürich 1926*, 150—153, 1927.
- Terada, T.: On a zone of islands fringing the Japan sea coast—with a discussion on its possible origin. *Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull.* **3**, 67—84, 1927.
- Baschin, O.: Die geographische Bedeutung der Polflucht. *Petermanns Mitt.* **73**, 223—224, 1927.
- v. Ihering, H.: Die Verschiebungstheorie der Kontinente und die Bildung des süd- und mittelatlantischen Beckens. *Gerlands Beitr.* **18**, 266—280, 1927.
- Hopfner, F.: Mathematische Grundlagen zu einer astronomischen Theorie der Klimaschwankungen. *Ebenda* **17**, 405—416; **18**, 73—114, 1927.

## 2. Elastische Deformationen, Seismizität, Seismik.

- Abdalian, S.: The Armenian earthquake of Oct. 22, 1926. *La Nature* 1927, Juli 1.
- Byerly, P.: Seismic waves and the surface-layers of the Earth. *U. S. Nat. Res. Council. Bull.* **61**, 88—90, 1927.
- Conrad, V.: Zur Frage der Periodizität der Erdbeben. *Z. f. Geoph.* **3**, 339, 1927.
- Derselbe: Zur Frage der Erdbebenhäufigkeit und Polbewegung. *Gerlands Beitr.* **18**, 247—261, 1927.
- Agostinho, J.: The earthquake in the Azores Islands on 31st. August 1926. *Z. f. Vulkanologie* **10**, 268—272, 1927.
- Davison, Ch.: Twin earthquakes. *J. Geol.* **35**, 507—526, 1927.
- Derselbe: Distorsion of the land in the Japanese earthquake of 1 September 1923. *Geogr. J.* **70**, 390—392, 1927.
- The great earthquake 1923 in Japan. Compiled by the Bureau of Social Affairs, Home Office, Japan. Tokyo 1927. 2 vol. 4°. 641 S., 100 Tf., 11 Kart., 7 Diagr.
- Gassmann, F.: Die makroseismischen Intensitäten der schweizerischen Nahebeben im Zusammenhang mit den Registrierungen in Zürich. *Schweiz. Meteorol. Zentralanstalt Ann., Jahresber. des Erdbebendienstes 1925*, 9—14. Zürich (1927).
- Gassmann, F.: Zur Umjustierung von Seismometern. *Ebenda*, S. 17—18.
- Gutenberg, B.: Die Bodenunruhe durch Brandung. *Z. f. Geoph.* **3**, 328—329, 1927.
- Heck, N. H.: International attack on the earthquake problem. *J. Washington Acad. of Sci.* **17**, 502—503, 1927.



- Hodgson, E. A.: The Marine clays of Eastern Canada and their relation to earthquake hazards. *J. Roy. Astr. Soc. Canada* **21**, 257—264, 1927.
- Derselbe: Report of progress in seismological work in Canada. The seismological work of the Dominion Observatory, Ottawa. *U. S. Nat. Res. Council. Bull.* **61**, 79—88, 1927.
- Inglada, V.: Über die Berechnung der Herdtiefe auf Grund der Lage des Inflexionspunktes der  $\bar{P}$ -Laufzeitkurve. *Z. f. Geoph.* **3**, 317—325, 1927.
- Ishimoto, M.: Un accéléromètre capillaire. *Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull.* **3**, 87—103, 1927.
- Jeffreys, H.: On near earthquakes: a reply to Prof. S. Mohorovičić. *Gerlands Beitr.* **17**, 417—427, 1927.
- Kirkpatrick, P.: Seismic measurements by the overthrow of columns. *Seism. Soc. America Bull.* **17**, 95—109, 1927.
- Derselbe: Simple apparatus for seismic measurements. *U. S. Nat. Res. Council.* **61**, 91—96, 1927.
- Kotô, B.: The Tazima earthquake of 1925. *Gerlands Beitr.* **17**, 428—431, 1927.
- Macelwane, J. B.: Some new wave-groups observed on the records of the South Pacific earthquake of June 26, 1924 (Abstract). *U. S. Nat. Res. Council. Bull.* **61**, 90—91, 1927.
- Matuzawa, T.: On the occurrence of pulsatory motions in the Earth's crust. *J. of the Faculty of Sc., Imp. Univ. Tokyo, Sect. 2, Vol. 2, part 5.* 58 S. 1927.
- Meissner, E.: Elastische Oberflächen-Querwellen. *Verh. 2. Int. Kongr. f. techn. Mech. Zürich* **1926**, 3—11, 1927.
- Mohorovičić, St.: Über die Berechnung der Herdtiefe auf Grund der Lage des Inflexionspunktes der  $\bar{P}$ -Laufzeitkurve (Bemerkung zur gleichnamigen Arbeit von V. Inglada). *Z. f. Geoph.* **3**, 326—328, 1927.
- Naito, T.: Earthquake-proof construction. *Seism. Soc. America Bull.* **17**, 57—94, 1927.
- Obata, J.: The application of a generating valve circuit to the measurement of pulsatory oscillations, micro-tremors and tiltings. *Proc. Phys. Math. Soc. Japan* (3) **9**, 1—15, 1927.
- Reports of progress in seismological work in the United States: Day, A. L.: Carnegie Institution of Washington. Macelwane, J. B.: Jesuit Seismological Association. Heck, N. H.: Seismological work of the U. S. Coast and Geodetic Survey. *U. S. Nat. Res. Council. Bull.* **61**, 72—79, 1927.
- Schminke, H.: Ein Beitrag zur Frage des Auftretens von Rayleighwellen bei Erdbebenaufzeichnungen. *Diss. Göttingen* 1927. 80. 21 S.
- Sezawa, K.: Dispersion of elastic waves propagated on the surface of stratified bodies and on curved surfaces. *Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull.* **3**, 1—18, 1927.
- Derselbe: Scattering of elastic waves and some allied problems. *Ebenda*, S. 19—42.
- Derselbe: On the decay of waves in visco-elastic solid bodies. *Ebenda*, S. 43—53.
- Tams, E.: Die seismischen Verhältnisse des offenen Atlantischen Ozeans. *Z. f. Geoph.* **3**, 361—363, 1927.
- Derselbe: Vergleichende Untersuchung der Vorläufer- und Nachläuferperioden in den Hamburger Diagrammen von drei Beben der Nordenskiöld-See. *Gerlands Beitr.* **17**, 434—442, 1927.
- Derselbe: Die seismischen Verhältnisse des offenen Atlantischen Ozeans mit Einschluß seines westlich von Gibraltar gelegenen Teiles. *Gerlands Beitr.* **18**, 319—353, 1927.
- Terada, T. and Tsuboi, Ch.: Experimental studies on elastic waves. Part 1. *Tokyo Earthqu. Res. Inst. Bull.* **3**, 55—65, 1927.

- Taniguchi, T.: Damages of buildings in the province of Tango due to a destructive earthquake. Ebenda, S. 133—162. Japanisch; engl. Auszug.
- Tsuboi, Ch.: On the velocity of an elastic wave along the surface of a stratified layer. Proc. Phys. Math. Soc. Japan (3) **9**, 93—97, 1927.

### III. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde. Polarlicht.

#### 1. Das innere Magnetfeld.

- Feld, W.: Über die Säkularvariation des Erdmagnetismus. Diss. Göttingen 1927.
- Haussmann, K.: Magnetische Messungen im Steinheimer Becken. Gerlands Beitr. **17**, 366—371, 1927.
- Nippoldt, A.: Verteilung der örtlichen magnetischen Störungen in Europa. Z. f. Geoph. **3**, 313—315, 1927.
- Olsen, J.: Direct determination of scale values at the magnetic observatory at Godhavn. Publ. Danske Met. Inst., Kopenhagen 1927.

#### 2. Das äußere Magnetfeld.

- Apia Observatory Samoa: Summary of magnetic observations 1912—1920. Wellington 1927. VIII, 40 S.
- Bauer, L. A.: Sunspots and magnetic and electric disturbances. U. S. Nat. Res. Council. Bull. **61**, 129—132, 1927.
- Buss, A. A.: The magnetic disturbance of July 21, 1927. Nature **120**, 227, 1927.
- la Cour, D.: Sur l'erreur moyenne des moyennes mensuelles des éléments magnétiques observées à l'observatoire de Rude Skov. Publ. Danske Met. Inst., Kopenhagen 1927.
- Deslandres, H.: Loi de distribution des orages magnétiques et de leurs éléments. Conséquences à en tirer sur la constitution du Soleil. CR. **185**, 10—14, 1927.
- Derselbe: Loi de distribution des orages, magnétiques et de leurs éléments. Conséquences à en tirer sur la constitution du Soleil. CR. **185**, 626—630, 1927.
- Göschl, F.: Kosmische Einflüsse auf die erdmagnetischen Schwankungen. Ann. Hydrogr. **55**, 253—260, 1927.
- Magnetic „storm“ and sunspots. Nature **120**, 597, 1927.
- Der magnetische Charakter des Jahres 1926. Met. Z. **44**, 306—307, 1927.
- Nicholson, S. B.: Magnetic observations at the Mount Wilson Observatory. U. S. Nat. Res. Council. Bull. **61**, 132, 1927.
- Off, R.: Valeurs instantanées des éléments magnétiques observées à l'observatoire de Rude Skov à l'occasion de l'éclipse de soleil du 29. Juin 1927. Publ. Danske Met. Inst., Kopenhagen 1927.
- Derselbe: Valeurs instantanées et synchroniques des éléments magnétiques enregistrées à l'observatoire de Rude Skov pendant la tempête magnétique des 21. et 22. Juillet 1927. Publ. Danske Met. Inst., Kopenhagen 1927.
- Popesco, J. G.: Sur une variation du magnétisme terrestre. CR. **185**, 292—293, 1927.
- Recent magnetic disturbance. Nature **120**, 166, 1927.
- Stagg, J. M.: On magnetic fluctuations and sunspot frequency; a discussion based primarily on the daily ranges of declination as recorded at Kew Observatory, Richmond, during 67 years 1859—1924. Met. Office, Geophys. Mem. No. 36. London 1927.

3. Polarlicht.

- Dufay, J.: Intensité de la raie verte des aurores polaires dans le spectre du ciel nocturne. *CR.* **185**, 142—144, 1927.
- Grottrian, W.: Zur Frage nach dem Ursprung der grünen Nordlichtlinie. *Naturw.* **15**, 869—871, 1927.
- McLennan, J. C., Ireton, H. J. C. and Thomson, K.: The luminiscence of solid nitrogen under cathode ray bombardement. *Proc. Roy. Soc. London* **116**, 1—15, 1927.
- Petersen, H.: On the heating of the uppermost atmosphere caused by cathodic rays from the sun. *Publ. Danske Met. Inst., Kopenhagen* 1927.
- Störmer, C.: Action remarquable de la lumière du Soleil sur la hauteur des aurores boréales (mit einer Bemerkung von H. Deslandres). *CR.* **185**, 262—264, 1927.
- Derselbe: An effect of sunlight on the altitude of aurora rays. *Nature* **120**, 329—330, 1927.

4. Erdströme, Luftelektrizität, durchdringende Strahlung.

- Anderson, W.: Über die heutzutage populärsten Erklärungen der Aufrechterhaltung der negativen Erdladung. *Z. f. Phys.* **44**, 376—384, 1927.
- Běhounek, F.: Recherche sur l'électricité et la radioactivité de l'atmosphère au Spitzberg. *J. d. Phys.* **8**, 161—181, 1927.
- Benndorf, H.: Grundzüge einer Theorie des elektrischen Feldes der Erde. II. *Wien. Ber.* **136**, 175—194, 1927.
- Dorno, C.: Physiologische Wirkungen der Luftelektrizität. *Z. f. wissensch. Bäderkunde* 1927, Heft 2.
- Lindholm, F. und Bider, M.: Der jährliche und tägliche Gang des Potentialgefälles in Davos. *Met. Z.* **44**, 401—406, 1927.
- Markgraf, H.: Zur Frage der Blitzgefährdung von Flugzeugen. *Ann. Hydr.* **55**, 286—291, 1927.
- Owen, E. A., Jones, H. J.: Potentials during the solar eclipse. *Nature* **120**, 120, 1927.
- Schonland, B. F. J.: The exchange of electricity between thunderstorms and the ground. *Roy. Soc. South Africa* 1927, Juni 15. *Nature* **120**, 319, 1927.
- Wigand, A. und Kircher, H.: Schnellwirkende luftelektrische Kollektoren. *Gerlands Beitr.* **17**, 379—385, 1927.
- Büttner, K.: Die Abhängigkeit der Höhenstrahlungsschwankungen von der Sternzeit. (Nach Messungen auf der Zugspitze gemeinsam mit W. Feld.) *Z. f. Phys.* **45**, 588—600, 1927.
- Corlin, A.: Über den kosmischen Ursprung der durchdringenden Höhenstrahlung. *Astr. Nachr.* **231**, 137—152, 1927, Nr. 5529.
- Derselbe: Bemerkungen zu einem Aufsatz: „On Mira variables and penetrating radiation“ in *Harvard Bull.* 847 von B. P. Gerasimovic. *Astr. Nachr.* **231**, 151—154, 1927, Nr. 5529.
- Devik, O.: Messung der durchdringenden Strahlung während der Sonnenfinsternis am 29. Juni 1927. *Phys. Z.* **28**, 709—710, 1927.
- Kolhörster, W.: Notiz zum sogenannten Barometereffekt der Höhenstrahlung. *Z. f. Phys.* **44**, 754—755, 1927.

Myssowski, L. und Tuwim, L.: Absorptionskurve der Höhenstrahlung im Wasser. (Bemerkungen zur Arbeit von E. Steinke: Über die durchdringende Strahlung im Meeresniveau.) *Z. f. Phys.* **44**, 369—372, 1927.

#### 5. Radioaktivität.

Maracineau, St.: Effet spécial du rayonnement solaire et de la haute tension sur le plomb. *CR.* **185**, 122—125, 1927.

Salles, E.: Fixation de la radioactivité de l'air par le champ électrique terrestre. *CR.* **185**, 144—145, 1927.

Sasaki, J.: The determination of the helium content of some japanese minerals. *Sci. Pap. Inst. Phys. Chem. Res.* **5**, 258—259, 1927.

#### 6. Drahtlose Wellen in der Atmosphäre.

Appleton, E. V.: The existence of more than one ionised layer in the upper atmosphere. *Nature* **120**, 330, 1927.

Austin, L. W.: Radio atmospheric disturbances and solar activity. *U. S. Nat. Res. Council. Bull.* **61**, 145—150, 1927.

Baker, T. Y.: On the refraction of electromagnetic waves in a spherically stratified medium. *Phil. Mag.* **4**, 955—980, 1927.

Breit, G.: A suggestion of a connection between radio fading and small fluctuations in the earth's magnetic field. *U. S. Nat. Res. Council. Bull.* **61**, 150—158, 1927.

Eve, A. S. and Keys, D. A.: Penetration of radio waves. *Nature* **120**, 13, 1927.

Dieselben and Denny, E. H.: Penetration of radio waves. *Nature* **120**, 406, 1927.

Fischer, F. A.: Zum Problem der Küstenbrechung der Funkstrahlen. *Ann. Hydr.* **55**, 337—338, 1927.

Gish, O. H.: Possible relation between earth-currents, earth-resistivity and some radio phenomena. *U. S. Nat. Res. Council. Bull.* **61**, 179—183, 1927.

Hulburt, E. O.: Ionisation in the upper atmosphere. *Nature* **120**, 187, 1927.

Derselbe: Preliminary note on conclusions regarding the constitution of the upper atmosphere indicated by data of radio. *U. S. Nat. Res. Council. Bull.* **61**, 125—127, 1927.

Immler, W.: Taifunfunkpeilungen und Fernfunkpeilungen in Zi-ka-Wei bei Shanghai. *Ann. Hydr.* **55**, 340—345, 1927.

Kincaid, E. H.: Correlation of static with the atmosphere. *U. S. Nat. Res. Council. Bull.* **61**, 158—179, 1927.

Koertz, A.: Atmosphärische Störungen in der Nachrichtenübermittlung. *Ann. P. T. T.* **16**, 763—765, 1927.

Lassen, H.: Über den Einfluß des Erdmagnetfeldes auf die Fortpflanzung der elektrischen Wellen der drahtlosen Telegraphie in der Atmosphäre. *El. Nachr.-Techn.* **4**, 324—335, 1927.

Lejay, P.: Les perturbations orageuses du champ électrique et leur propagation à grande distance: une application de l'électromètre amplificateur. *VIII*, 67 S. Paris, E. Chirou, 1927.

Parkinson, T.: Apparatus for recording radio phenomena. *U. S. Nat. Res. Council. Bull.* **61**, 183—192, 1927.



- Pickard, G. F.: The correlation of radio reception with solar activity and terrestrial magnetism. II. U. S. Nat. Res. Counc. Bull. **61**, 133—145, 1927.
- Pickard, G. W.: Propagation solaire et activité des ondes. Onde El. **6**, 91—96, 1927.
- Radiotelegraphy and an the eclipse of the sun. Nature **119**, Suppl. 85—88, 1927.
- Reich, H. J.: Direction changes and fading in radio signals. Ref. aus Journ. Frankl. Inst. in Nature **119**, 905, 1927.
- Smith-Rose, R. L. and Barfield, R. H.: Further measurements on wireless waves received from the upper atmosphere. Proc. Roy. Soc. **116**, 682—694, 1927.
- Swann, W. F. G.: Note on activities in atmospheric electric investigations. U. S. Nat. Res. Counc. Bull. **61**, 275, 1927.

#### IV. Physik des Meeres.

##### 1. Berichte von Forschungsinstituten und Expeditionen.

- Bulletin of the National Research Council. Transactions of the American Geophysical Union eighth annual meeting, April 28 and 29, 1927, Washington, DC. Section of Oceanogr. S. 198—255, Washington 1927.
- National Research Council, Report of Committee on submarine configuration and oceanic circulation. Washington 1927, 30 S.
- Scripps institution of oceanography, Report on the Scripps institution of oceanography for the year 1926—1927. La Jolla 1927, 30 S.
- Krüger, Alb. G.: Die Hamburger Schiffbau-Versuchsanstalt. Die Deutsche Nordsee, 3. Jahrg. 1927, H. 10, 11, 3 S., 2 Abb.

III. Bericht der Deutschen Atlantischen Expedition auf dem Vermessungs- und Forschungsschiff „Meteor“ (Profil VI bis XI). Z. Ges. Erdk. Berlin **1927**, 81—169, 14 Abb., 8 Tf.

IV. Bericht der Deutschen Atlantischen Expedition auf dem Vermessungs- und Forschungsschiff „Meteor“ (Profil XII bis XIV). Ebenda, S. 251—338, 25 Abb., 8 Tf.

Die Deutsche Atlantische Expedition auf dem Vermessungs- und Forschungsschiff „Meteor“, Festsitzung zu ihrer Begrüßung. Ebenda, S. 343—371, 2 Tf., 10 Textfiguren und 1 Karte.

Die Deutsche Atlantische Expedition 1925 auf dem Vermessungs- und Forschungsschiff „Meteor“. Beiheft zu den Nachrichten für Seefahrer Nr. 48, Berlin 1927, 16 S.

Hentschel, Ernst: Die südatlantische Forschungsreise des „Meteor“. Der Fischerbote **9**, 409—413, 1927.

Stahlberg, Walter: Die meereskundliche Forschungsfahrt des „Meteor“. Die See **1927**, Nr. 11.

Hobbs, William Herbert: The First Greenland Expedition of the University of Michigan. Geogr. Rev. **1927**, 1—35, 33 Abb.

Wordie, In.: The Cambridge Expedition to East Greenland in 1926. Geogr. J. **70**, 225—266, 1927, 5 Abb., 2 Tf.

##### 2. Quellenmaterial, Literaturberichte.

Svenska Hydrografiska-Biologiska Kommissionens Fyrskeppsundersökning av 1926. Göteborg 1927. 4<sup>o</sup>. 41 S.

Ozeanograph. en meteorologische Waarnemingen in den Atlantischen Ozean Juni — Augustus (1870—1922), Kaarten. Kon. Nederlandsch Met. Inst., Nr. 110, 1926.

Tide Tables for the Pacific Coast of Canada for the Year 1928. Ottawa 1927.

Getijtafel voor Koetel-Rivier, Palembang-Rivier, Oostgat Soerabaia, Westgat Soerabaia, vor het Jaar 1928. Kon. Magn. en Meteorol. Observatorium te Batavia. Weltevreden 1927.

Tidal Observations, Vol. III, Nr. 1, from Nov. 21, 1926 to Mar. 18, 1927. Imperial Marine Observatory, Kobe 1927.

### 3. Bearbeitung von Beobachtungen.

Boecker, Ergebnisse von Lotungen mit dem Behm-Tiefseelot auf dem Kabeldampfer „Norderney“ der Norddeutschen Seekabelwerke, A. G., Nordenham. Ann. Hydr. **55**, 237—245, 1927.

Iversen, Thor: Hopen (Hope Island). Svalbard. Resultater av de norske statsunderstøttede Spitsbergenekspeditioner, Bind 1, Nr. 10, 44 S., 10 Tf. Oslo 1926.

Matsuzawa, T.: On the Occurrence of Pulsatory Motions in the Earth's Crust. Journ. of the Fac. of Science Imp. Univ. of Tokyo, Sect. II, **2**, 205—263, 1927, 40 Abb.

Samojloff, J. F. and Klenova, M. V.: Contributions to the lithology of the Barents Sea. Berichte des Wissenschaftlichen Meeresinstituts Moskau (russisch) **2**, 9—52, 1927, (deutsch) 52—56, 14 Abb., 1 Tf.

Atlas für Temperatur, Salzgehalt und Dichte der Nordsee und Ostsee, herausgeg. v. d. Deutschen Seewarte, 7 S., 49 Tf. Hamburg 1927.

Gaarder, Torbjörn: Die Wasserstoffionenkonzentration des Meerwassers im östlichen Teil des Nordatlantischen Ozeans. Geofysiske Publikasjoner Vol. IV, 4, Oslo 1927, 23 S., 10 Abb.

Derselbe: Die Sauerstoffverhältnisse im östlichen Teil des Nordatlantischen Ozeans. Ebenda IV, 3, Oslo 1927, 72 S., 20 Abb.

International ice observation and ice patrol service in the north atlantic ocean (season of 1926). Bulletin Nr. 15 Treasury Department U. S. Coast Guard. Washington 1927, 124 S., 11 Tf.

Iversen, Thor: Drivis og selfangst. Bergen 1927, 84 S., 51 Abb.

Petersen, P.: Die Eisverhältnisse an den deutschen Küsten, in Memel und der Freien Stadt Danzig während des Winters 1926/27. Ann. Hydr. **55**, 215—219, 1927.

Schulz, Bruno: Bericht über die Reise von Wilhelm Brennecke (†) in das Barentsmeer im Frühsommer 1923. Ebenda **55**, 186—193, 1927, 1 Tf.

Tripp, V. F.: The dependance of coastal sea-temperatures of Cape God. on the weather. Monthly Weather Rev., July 1927, 3 S., 4 Abb.

Seilkopf, Heinrich: Seegang und Brandung vom Luftfahrzeug aus. Ann. Hydr. **55**, 313—316, 1927, 2 Tf.

### 4. Systematische und theoretische Untersuchungen.

Cholnoky, Eugen v.: Umformungsvorgänge der Meeresküsten. Pet. Mitt. **1927**, 193—197.

Sandström, J. W.: Ein unterseeischer Kiefernwald. Gerlands Beitr. **17**, 118—120, 1927. Leipzig. 1 Abb.

- Stamp, L. Dudley: The Thamse drainage system and the strait of Dover. Geogr. J. **70**, 386—392, 1927, 3 Abb.
- Tams, E.: Erdbeben im Gebiet der Nordenskiöldsee. Gerlands Beitr. **17**, 325—331, 1927. 1 Karte.
- Adeney, W. E.: On the rate and mechanism of the aeration of water under open air conditions. Dublin Proc. 1926, Nr. 20, 6 S.
- Takaharu Nomitsu, Yoshikazu Toyohara and Rokuro Kamimoto: On the contact surface of fresh- and salt-water under the ground near a sandy sea-shore. Memoirs of the College of Science, Kyoto, 1927, Series A, Vol. X, S. 279—302, 11 Abb., 1 Tf.
- Defant, A.: Triftströme bei geschichtetem Wasser. Z. f. Geoph. **3**, 310—313, 1927.
- Oseen, C. W.: Über ein hydrodynamisches Problem. III. Stockholm Arkiv **20**, Nr. 2, 1927, 55 S.
- Steuding, H.: Ein Beitrag zur Gitterströmung. Z. f. angew. Math. u. Mech. **7**, 333—347, 1927.
- Taylor, G. J.: Turbulence. Qu. J. Met. Soc. **53**, 201—203, 1927, 7 Abb., 1 Tf.

## V. Physik der Atmosphäre.

### 1. Statik und Dynamik.

- Bartels, J.: Schwingungen in der Atmosphäre. Naturw. **15**, 860—866, 1927.
- Cline, J. M.: Tropical cyclones. New York, The Macmillan Co., 1926. 301 S. 21 s.
- Dedebant: Le champ du déplacement instantané des isobares. CR. **185**, 359—361, 1927.
- Dobson, G. M. B.: The uppermost regions of the earth's atmosphere. 8°. 22 S. Oxford, H. Milford, 1926.
- Douglas, C. K. M.: On the relation between temperature changes and wind structure in the upper atmosphere. Mem. Roy. Met. Soc., Vol. I, No. 8. London 1927. 2 s 6 d.
- Lockyer, J. S.: The forms of the solar corona and their origin. Nature **119**, Suppl. 93—96, 1927.
- Haurwitz, B.: Einfluß von Massenänderungen in großer Höhe auf die vertikale Temperaturverteilung. Met. Z. **44**, 253—260, 1927.
- Holtzmann, M. J. and Keller, L. W.: An apparatus measuring atmospheric turbulence. (Russisch mit engl. Auszug.) J. of Geoph. and Met. **4**, 97—101, 1927.
- Kobayasi, T.: On the mechanism of cyclones and anticyclones. Proc. Phys. Math. Soc. Japan **9**, 45—62, 1927.
- Kopp, W.: Aerologie, einiger Wolkenformen und Wellensysteme in der Atmosphäre. Beitr. Phys. fr. Atm. **13**, 198—217, 1927.
- Mügge, R.: Zur Entstehung der Tromben. Met. Z. **44**, 411—414, 1927.
- Petersen, H.: Über die Temperatur in den höheren Schichten der Atmosphäre. Phys. Z. **28**, 510—513, 1927.
- Rosby, C. G.: Zustandsänderungen in atmosphärischen Luftsäulen. Beitr. Phys. fr. Atm. **13**, 163—174, 1927.
- Stüve, G.: Über isobare Vertikalbewegung an Gleitflächen. Ebenda, S. 175—182.

- Taylor, G. J.: Turbulence. *Qu. J. Met. Soc.* **53**, 201—213, 1927.
- Weickmann, L.: Das Wellenproblem in der Atmosphäre. *Met. Z.* **44**, 241—253, 1927.
- Derselbe: Die Ausbreitung der Luftdruckwellen über Europa. *Gerlands Beitr.* **17**, 332—339, 1927.
2. Strahlungsvorgänge, Zusammensetzung der Atmosphäre, Solarkonstante.
- Abbot, C. G.: Sunspots and solar radiation. *U. S. Nat. Res. Counc. Bull.* **61**, 128, 1927.
- Ackermann, A. S. E. and Shaxby, J. H.: Photometric measurements during the total solar eclipse. *Nature* **120**, 83—84, 1927.
- Armellini, G.: Sopra l'assorbimento sellettivo dell' atmosfera terrestre e sulla temperatura stellare effettiva ed apparente. *Atti R. Acc. Linc.* **8**, 536—541, 1927.
- Bordas, F. et Desfemmes, A.: La répartition et le transport des chlorures dans l'atmosphère. *CR.* **185**, 603—605, 1927.
- Clayton, H. H.: Atmospheric ozone and solar variability. *Nature* **120**, 153—154, 1927.
- Diecke, G. H. and Babcock, H. D.: The structure of the atmospheric absorption bands of oxygen. *Proc. Nat. Ac. Sci.* **13**, 671—678, 1927.
- Dorno, C.: Grundzüge des Klimas von Muottas-Muraigl. Eine meteorologisch-physikalisch-physiologische Studie. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 1927. VIII, 177 S.
- Dobson, G. M. B.: Note on the accuracy of spectroscopic measurements of the amount of ozone in the atmosphere.
- Hoelper: Entgegnung an Herrn Dobson. *Z. f. Geoph.* **3**, 307—310, 1927.
- Götz, F. W. P.: Ozon und Klima. *Das Wetter* **44**, 241—246, 1927.
- Götz, P.: Strahlungsmessungen in Montana (Wallis) durch Prof. A. Gockel †. *Gerlands Beitr.* **18**, 262—265, 1927.
- Gruner, P. und Kleinert, H.: Die Dämmerungserscheinungen (Probl. d. kosm. Physik, Bd. 10). VIII, 124 S. Hamburg, Henri Grand, 1927.
- von Halban, H. and Eisenbrand, J.: On the measurements of light absorption. *Proc. Roy. Soc. London* **116**, 153—162, 1927.
- Hartmann, W.: Blau-ultraviolette Sonnenstrahlung und atmosphärische Vorgänge. *Gerlands Beitr.* **18**, 30—72, 1927.
- Heck, N. H.: Symposium on correlations of various radio phenomena with solar and terrestrial magnetic and electric activities: Purpose of symposium. *U. S. Nat. Res. Counc. Bull.* **61**, 127, 1927.
- Hill, L.: Measurements of the biological active rays of sunlight. *Proc. Roy. Soc. London* **16**, 268—277, 1927.
- Humphreys, W. J.: Ozone in the upper air. *U. S. Nat. Res. Counc. Bull.* **61**, 98, 1927.
- Jensen, Chr.: Der gegenwärtige Stand und die Aufgaben der atmosphärischen Polarisationsforschung. *Z. f. Geoph.* **3**, 351—361, 1927.
- Jones, A.: Photographic spectrophotometry in the ultra-violet region. *U. S. Nat. Res. Counc. Bull.* **61**, 109—123, 1927.
- Kähler, K.: Über die Helligkeit in der bürgerlichen Dämmerung. *Naturw.* **15**, 871—872, 1927.



- Kalitin, N. N.: Regarding the illumination of the atmosphere by diffused light. (Russ. m. engl. Auszug.) *J. of Geoph. and Met.* **4**, 23—35, 1927.
- Derselbe: Ein neuer Typus des Aktinometers von Arago-Dayy. *Met. Z.* **44**, 321—326, 1927.
- Kestner, O.: Die Sonnenstrahlung im hohen Norden. *Naturw.* **15**, 879—882, 1927.
- Kimball, H. H. and Hand, J. F.: Bleaching of methylene-blue-acetone water solutions by ultra-violet radiation. *U. S. Nat. Res. Counc. Bull.* **61**, 123—125, 1927.
- Kimball, H. H.: Measurements of solar radiation intensity and determinations of its depletion by the atmosphere. *Month. Weather. Rev.* **55**, 155—169, 1927.
- Kleinschmidt, E.: Bemerkungen zur Messung der Sonnenscheindauer auf Grund württembergischer Beobachtungen. *Gerlands Beitr.* **17**, 395—403, 1927.
- Kohn-Abrest: Diffusion atmosphérique des fumées de Paris. *CR.* **185**, 617—620, 1927.
- Less, E.: Atmosphärisch-optische Erscheinungen. *Met. Z.* **44**, 308—310, 1927.
- Lindholm, F.: Über die Staubtrübung der Atmosphäre 1909—1926. *Gerlands Beitr.* **18**, 127—144, 1927.
- Loewe, F.: Strahlungs- und Temperaturmessungen an der Lötschenlucke im August 1926. *Beitr. Phys. fr. Atm.* **13**, 183—197, 1927.
- Derselbe: Gleichzeitiges Auftreten von Untersonne und Glorie. *Mitt. Obs. Lindenberg* **1927**, 102—103.
- Derselbe: Messungen der Himmelsbläue in verschiedenen Höhen. April 1926 bis April 1927. *Ebenda*, S. 98—101.
- Malsch, W.: Ende der Tageshelligkeit nach Sonnenuntergang. *Met. Z.* **44**, 314, 1927.
- Marcelet, H.: Analyse chimique de la bone récoltée sur la terrasse supérieure du Musée Océanographique de Monaco, à la suite du 31 Octobre 1926. *CR.* **185**, 662—663, 1927.
- Marvin, C. F.: Symposium of needs and possibility of measurements of ultra-violet light in solar spectrum and of the ozone-content of the high atmosphere: Desirability of such measurements. *U. S. Nat. Res. Counc. Bull.* **61**, 97, 1927.
- Derselbe: Measurements of solar radiation and their interpretation. *Month. Weather Rev.* **55**, 49—55, 1927.
- Massardi, F.: Versuche und Forschungen Voltas über die gleichförmige Ausdehnung der Luft und des Wasserdampfes durch Wärme und über die Dampfspannungen. *Naturw.* **15**, 705—710, 1927.
- Mémery, H.: Le soleil et l'atmosphère. *CR.* **185**, 182—183, 1927.
- Onweders, optische Verschijnselfen enz. in Nederland, naar vrijwillige waarnemingen in 1924. *Kon. Ned. Met. Inst. Amsterdam* 1926.
- Pentcheff, N. P.: Recherches sur les gaz rares de quelques sources thermales de Bulgarie. *CR.* **185**, 511—513, 1927.
- Peppler, A.: Ergebnisse von Sichtmessungen in Karlsruhe mit vergleichenden Untersuchungen. *Beitr. Phys. fr. Atm.* **13**, 64—114, 1927.
- Derselbe: Nachtrag zu den Messungen der rot-ultraroten direkten Sonnenstrahlung in Karlsruhe und auf dem Feldberg (Schwarzwald). *Veröffentl. der Badischen Landeswetterwarte*, Nr. 11, 1927.
- Pettit, E.: Ultra-violet solar radiation. *U. S. Nat. Res. Counc. Bull.* **61**, 101, 1927.
- Derselbe: Transmission properties of some filters. *Astrophys. J.* **66**, 43—58, 1927.

- Pettit, E.: Ultra-violet solar radiation. Proc. Nat. Ac. Sci. **13**, 380—387, 1927.  
 Wigand, A.: Sicht und Beleuchtungsrichtung. Gerlands Beitr. **17**, 348—355, 1927.  
 Winchester, G.: Annual variation of the sun's spectrum in the region 3200 to 2900 Ångström Units. U. S. Nat. Res. Council. Bull. **61**, 108, 1927.

### 3. Akustik.

- Kurihara, K.: Acoustical classification of rooms. (Abstract.) Proc. Phys. Math. Soc. Japan (3) **9**, 100—101, 1927.  
 Derselbe: On the loss of sounding energy falling upon the flexible plate, with special reference to architectural problems. (Abstract.) Ebenda, S. 98—99.  
 Meisser, O.: Der Einfallswinkel des anormalen Luftschalles. Z. f. Geoph. **3**, 285—292, 1927.  
 Paris, E. T.: On the reflexion of sound from a porous surface. London Proc. (A) **115**, 407—419, 1927.  
 Risser, R.: Note au sujet des ondes d'émersion et d'impulsion. Verh. 2. Int. Kongr. f. techn. Mech. Zürich **1926**, 449—456, 1927.

## VI. Angewandte Geophysik.

- Barton, D. C.: Applied geophysical methods in America. Economic Geol. **22**, 649—668, 1927.  
 Ebert, A.: Möglichkeiten der Feststellung des Gebirgsbaues durch elektro-geophysikalische Untersuchungen. Geol. Rundsch. **18**, 398—401, 1927.  
 Gassmann, F.: Bestimmung der Vergrößerungen der Horizontalkomponenten des transportablen Seismographen de Quervain-Piccard. Schweiz. Meteorol. Zentralanstalt Ann., Jahresber. d. Erdbebendienstes **1925**, 14—15. Zürich (1927).  
 Haalek, H.: Die magnetischen Verfahren der angewandten Geophysik. Samml. geophys. Schr. **7**. Berlin 1927. Gebr. Borntraeger. 8°. VIII, 150 S., 3 Tf.  
 Hannemann, M.: Über die seismischen Aufschlußmethoden und ihre Anwendung in der Praxis. Z. f. prakt. Geol. **35**, 168—173, 1927.  
 Heine, W.: Die Bestandteile des magnetischen Feldes bei geophysikalischen Bodenuntersuchungen mit Wechselstrom und seine Beeinflussung durch leitende Einlagerungen. Z. f. Geoph. **3**, 293—307, 1927.  
 Jung, K.: Die Bestimmung von Lage und Ausdehnung einfacher Massenformen unter Verwendung von Gradient und Krümmungsgröße. Z. f. Geoph. **3**, 257—280, 1927.  
 Kelly, Sh.: Principles of geophysical prospecting. Eng. a. Min. J. **124**, Nr. 12, 1927.  
 Kilchling, K.: Messungen mit der gleichmäßig gedrehten Drehwaage und ein neues Rechenverfahren. Z. f. Geoph. **3**, 281—285, 1927.  
 Königsberger, J.: Über die Berechnung der Wirkungen von Einlagerungen auf natürliche und künstliche homogene Felder in der Erde (Probleme der Geothermik, des Erdmagnetismus und der Geoelektrik). Gerlands Beitr. **18**, 115—126, 1927.  
 Kühn: Zur Frage der Organisation physikalischer Landes-Untergrundaufnahmen. Z. f. prakt. Geol. **35**, 161—164, 1927.  
 Löwy, H.: Über das Grundproblem der angewandten Geophysik und den elektrischen Nachweis von Erdöl. Naturw. **15**, 921—928, 1927.

- Lugeon et Golaz: Mesure des ébranlements du sol normalement à une voie ferrée. Schweiz. Meteorol. Zentralanstalt Ann., Jahresber. d. Erdbebendienstes **1925**, 16. Zürich (1927).
- Mason, M.: Geophysical exploration for ores. Eng. a. Min. J. **124**, 766—771, 806—812, 1927.
- Müller, F.: Radioaktivitätsmessungen als geophysikalische Aufschlußmethode. Z. f. Geoph. **3**, 330—336, 1927.
- Mushketov, D. J.: Geological exploration work in Russia. Eng. a. Min. J. **124**, 845—846, 1927.
- Pautsch, E.: Methods of applied geophysics. Houston (Texas) u. Harburg-Wilhelmsburg (Deutschland), Selbstverlag 1927. 4<sup>o</sup>. VI, 82 S.
- Schander, J.: Der Untergrund der Texas-Golfküste und seine Schwereverhältnisse. Z. f. prakt. Geol. **35**, 152—157, 1927.
- Taylor, M.: Die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen eines horizontalen Dipols über die Erdoberfläche. Diss. Göttingen 1927. 4<sup>o</sup>. 32 S.
- Weigelt: Die praktische Anwendung der geophysikalischen Methoden im Bergbau des In- und Auslandes. Z. f. prakt. Geol. **35**, 173—174, 1927.

## VII. Grenzgebiete und Verschiedenes.

### 1. Kosmische Physik.

- Berlage jr., H. P.: Versuch einer Entwicklungsgeschichte der Planeten. Gerlands Beitr. **17**, Ergänzungsheft 1927. 68 S.
- Buser, F.: Beobachtungen des Zodiakallichtes von September 1926 bis April 1927. Astr. Nachr. **231**, 134—135, 1927, Nr. 5528.
- Coblentz, W. W.: Die Ergebnisse der bisherigen Temperaturmessungen des Planeten Mars. Naturw. **15**, 809—814, 1927.
- Graff, K.: Grundriß der Astrophysik. Lief. I. Die wissenschaftlichen Grundlagen der astrophysikalischen Forschung. Teubner 1927.
- Observations of the total eclipse of the sun, June 29. Nature **120**, 49—56, 1927. (Kurze Berichte aller englischen Beobachter.)
- Radaković: Über die Theorie der Sternschnuppen von Sparrow und ihr Verhältnis zur Theorie von Lindemann und Dobson. Met. Z. **44**, 326—332, 1927.
- Sotome, K.: Determination of the solar rotation free from the refraction effect. Proc. Imp. Ac. Tokyo **3**, 317—318, 1927.
- Wegener, A.: Anfangs- und Endhöhen großer Meteore. Met. Z. **44**, 281—285, 1927.

### 2. Physik, Chemie.

- Banner, E. H. W.: Experimental research on electrostatic voltmeters. J. scient. instr. **4**, 388—390, 1927.
- Bridgman, P. W.: Some mechanical properties of matter under high pressure. Verh. 2. Int. Kongr. f. techn. Mech. Zürich **1926**, 53—71, 1927.
- Cox, E. G. and Grindley, G. C.: A Note on the use of the Compton electrometer for measuring charge. J. scient. instr. **4**, 413—416, 1927.
- Fage, A. and Johannsen, F. C.: On the flow of air behind an inclined flat plate of infinite span. Proc. Roy. Soc. London **116**, 170—196, 1927.

- Perucca, E.: Ein neues Elektrometer. *Z. f. Instrkde.* **47**, 524—527, 1927.
- Sutton, J. F.: The quadrant electrometer. *J. of Sc. Instr.* **4**, 226—233, 1927.
- Tajime, R.: Density of extremely fine tungsten wire. (Abstract.) *Proc. Phys. Math. Japan* (3) **9**, 107, 1927.
- Tomlinson, G. A. and Harrel, H.: Measurements of very fine quartz suspension fibres. *J. scient. instr.* **4**, 410—413, 1927.
- Uller: Welleninduktion. *Z. f. Geoph.* **3**, 364—365, 1927.
- Uller, K.: Die Entwicklung des Wellenbegriffes. *Z. f. Geoph.* **3**, 364, 1927.
- Wyss, Th.: Die singulären Punkte und ihre Bedeutung in den Kraftfeldern fester, elastischer Körper. *Verh. 2. Int. Kongr. f. techn. Mech. Zürich 1926*, 393—396, 1927.

### 3. Mathematik.

- Die Differential- und Integralgleichungen der Mechanik und Physik als 7. Aufl. von Riemann-Webers Partiellen Differentialgleichungen der mathematischen Physik herausg. von Ph. Frank u. R. v. Mises. Zweiter physikalischer Teil herausg. von Ph. Frank. Braunschweig 1927 (Friedr. Vieweg & Sohn). 8°. XXIII, 863 S.
- Havelock, T. H.: The method of images in some problems of surface waves. *London Proc. (A)* **115**, 268—280, 1927.
- v. Kármán, Th.: Über elastische Grenzzustände. *Verh. 2. Int. Kongr. f. techn. Mech. Zürich 1926*, 23—32, 1927.
- Miche, R.: Le calcul pratique de problèmes élastiques à deux dimensions par la méthode des équations intégrales. *Verh. 2. Int. Kongr. f. techn. Mech. Zürich 1926*, 126—130, 1927.
- Weinstein, A.: Sur la vitesse de propagation de l'onde solitaire. *Verh. 2. Int. Kongr. f. techn. Mech. Zürich 1926*, 445—448, 1927.

### 4. Meteorologie.

- Albrecht, F.: Thermometer zur Messung der wahren Lufttemperatur. *Met. Z.* **44**, 420—424, 1927.
- Ashworth, J. R.: Fall of temperature during the solar eclipse. *Nature* **120**, 227, 1927.
- Commission internationale de la haute atmosphère. *CR. des jours internationaux 1923*. London 1927. 28 S. 2 sh 6 d.
- Corless, R.: Meteorological conditions in relation to eclipse conditions. *Nature* **119**, Suppl. 79—80.
- Dienert, F.: Influence du sol sur le refroidissement des eaux. *CR.* **185**, 216—217, 1927.
- Dines, J. S.: Water-spouts and tornadoes. *Nature* **120**, 515, 1927.
- Ergebnisse aerologischer Beobachtungen. *Kon. Nederl. Met. Inst. Nr. 106 A*, Utrecht 1926.
- Gregory, W. J.: Climate changes: their causes and influences. *Nature* **120**, 220—221, 1927.
- Linke, F.: Über die Luftdichte. III. *Beitr. Phys. fr. Atm.* **13**, 115—123, 1927.
- Nolan, J. J. and Enright, J.: Distribution of sizes among rain-drops. *Nature* **119**, 922, 1927.
- Pollak, L. W.: Verallgemeinerte Isobaren. *Z. f. Geoph.* **3**, 336—339, 1927.
- Rees, J. P.: A Torsion anemometer. *J. of Sc. Instr.* **4**, 311—314, 1927.
- Schmidt, W.: Über Boden- und Wassertemperaturen. *Met. Z.* **44**, 406—411, 1927.



- Schostakowitsch: Die periodischen Schwankungen der Niederschlagsmenge in Rußland und Mittelsibirien und die Sonnenflecken. *Met. Z.* **44**, 347—355, 1927.
- Shaw, N.: Geopotential and height in a sounding with a registering balloon. *Mem. Roy. Met. Soc. Vol. I, No. 7.* London 1927. 2 s 6 d.
- Simpon G. C.: Past climates. *Nature* **120**, 192—194, 1927.
- Stüve, G.: Potentielle und pseudopotentielle Temperatur. *Beitr. Phys. fr. Atm.* **13**, 218—233, 1927.
- Wiese, W.: Beiträge zur langfristigen Vorhersage der mittleren monatlichen und jahreszeitlichen Werte meteorologischer Elemente. II. Die mittlere Temperatur im Juli in Leningrad. (Russ. m. deutsch. Auszg.) *J. of Geoph. and Met.* **4**, 61—75, 1927.

#### 5. Verschiedenes.

- Adrian, W.: Tagung über Schwingungsfragen in Braunschweig (1927, März 25 und 26). *Z. f. angew. Math. u. Mech.* **7**, 227—235, 1927.
- Bericht über die sechste Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Frankfurt a. M. vom 26. bis 28. September 1927. *Z. f. Geoph.* **3**, 377—379, 1927.
- The Cambridge expedition to East Greenland in 1926. *Geogr. J.* **70**, 225—265, 1927.
- Defant, A.: Bericht über die Ergebnisse der Meteorexpedition. *Z. f. Geoph.* **3**, 340—350, 1927.
- Leipzig Meeting of the International Commission for the Exploration of the Upper Air. *Nature* **120**, 566—567, 1927.
- Navarro, Ma. S.: El XI Congreso de la Asociación Española y Portuguesa para el progreso de las ciencias. *SA. Ibérica*, Nr. 684. 1927. 7 S.
- Transactions of the American Geophysical Union 8th Annual Meeting, April 28 and 29, 1927. Washington, D. C. U. S. Nat. Res. Counc. Bull. **61**. Washington D. C. 1927. 80. 297 S.
- Verhandlungen des 2. Internationalen Kongresses für technische Mechanik. Zürich 12. bis 17. September 1926. Herausgegeben von Dr. Ernst Meissner. Zürich und Leipzig 1927 (Orell Füssli). 40. XII, 546 S., 33 Tf.
- Vorträge, gehalten auf der 6. Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft vom 26. bis 28. September 1927. *Z. f. Geoph.* **3**, 336—377, 1927.

Potsdam, Geodätisches Institut.

R. Berger.

Potsdam, Meteorol.-Magn. Observatorium.

K. Büttner.

Berlin, Institut für Meereskunde.

Lotte Möller.

---

**Berichtigung:** Literaturverzeichnis Seite XXXIII, Zeile 1 und Zeile 4 von oben muß es Sicht anstatt Licht heißen.

---

Die Schriftleitung bittet Lücken des Literaturverzeichnisses durch Mitteilung und Zusendung von Sonderabdrücken zu ergänzen.

G. Angenheister, Potsdam.  
Geodätisches Institut.

## Geophysikalische Berichte.

**J. B. Ostermeier.** Zuverlässigkeit und Wirtschaftlichkeit einfacher geophysikalischer Untersuchungsmethoden. Intern. ZS. f. Bohrtechnik, Erdölbergbau u. Geologie **34**, Sondernummer, S. 24—33, 1926. Nach einer wohl etwas zu sehr an der Oberfläche bleibenden Einteilung der Methoden der angewandten Geophysik in einfache und komplizierte Methoden bespricht Verf. die einzelnen Verfahren systematisch und berücksichtigt dabei vorzugsweise solche Methoden, die mit einfacheren Mitteln praktische Ergebnisse zeitigen sollen. Einige Beispiele werden jeweils eingehender ausgeführt. Elektrische und magnetische Messungen werden dabei bevorzugt. Ein Verzeichnis neuerer Literatur ist beigegeben.

*R. Ambronn.*

**Edmond Rothé et Alphonse Rémy.** Appareil de synthèse de mouvements périodiques. Journ. de phys. (6) **7**, 193—199, 1926, Nr. 7. Bei seismographischen Untersuchungen benutzt man Untersuchungsplatten, denen periodische Bewegungen erteilt werden können, welche die Erderschütterungen nachahmen. Nach einem Hinweis auf die seismische Untersuchungsplatte nach C. Mainka (C. Mainka, Eine neue seismische Untersuchungsplatte, Publications du bureau central de l'Association internationale de Sismologie, Série A, Mémoires, Strasbourg 1909), welche nur einfache periodische Bewegungen zu erzeugen ermöglicht, beschreiben die Verf. Prinzip und konstruktive Ausführung eines Apparats, welche gestattet, der Platte gleichzeitig mehrere überlagerte Schwingungsbewegungen zu erteilen. Bezüglich der konstruktiven Einzelheiten muß auf die Originalarbeit verwiesen werden. Mittels dieses Apparats können die Erderschütterungen besonders naturgetreu nachgeahmt werden. Der Apparat kann allgemein bei physikalischen Schwingungsuntersuchungen, z. B. bei Messung von Bodenerschütterungen, wie sie durch Maschinen, Motoren usw. verursacht werden, mit Vorteil verwendet werden. Einige Schwingungskurven, Teilschwingungen und die entsprechenden zusammengesetzten Schwingungen darstellend, sind beigelegt.

*Geyger.*

**Arthur Wagner.** Erdmagnetische Messungen zwecks Aufsuchung isolierter, schwach magnetischer Erzlager. ZS. f. angew. Geophys. **1**, 225—246, 1924, Nr. 8.

*Güntherschulze.*

**Otto Meier.** Über das elektrische Schürfen auf Erdöl. Intern. ZS. f. Bohrtechnik, Erdölbergbau u. Geologie **34**, Sondernummer, S. 39—40, 1926. Die Aufsuchung von Erdöl selbst mittels elektrischer Methoden durch sein Isolationsvermögen ist nur in den seltensten Ausnahmefällen direkt möglich. Die sehr gut leitenden Salzwasserhorizonte in der Umgebung der Erdöllagerstätten überdecken elektrisch alle Differenzen zwischen den verschiedenen im Untergrunde enthaltenen schlechten Leitern, von denen das Erdöl nur einen kleinen Teil bildet. Dagegen kann man die Untersuchung der Lagerungsverhältnisse salzwasserführender, also gut leitender Schichten mittels elektrischer Methoden benutzen, um tektonische Fragen in Erdölgebieten zu bearbeiten und so auf indirektem Wege Nutzen zu bringen.

*R. Ambronn.*

**J. Plotnikow.** Über die Konstruktion des Thermophotometers II für meteorologische, botanische und lichttherapeutische Zwecke. ZS. f. techn. Phys. **7**, 356—357, 1926, Nr. 7. Der wesentliche Teil des Thermophotometers ist sein Empfänger, der in einen thermisch gut geschützten, vorn

durch eine Quarzplatte verschlossenen Glaszylinder von etwa 10 cm Länge und 5 cm Durchmesser eingebaut ist und aus einem mit Platinruß bedeckten Platinscheibchen besteht, das sich beim Auffallen von Strahlung erwärmt. Die erwärmte Luft gibt Druckänderungen. Zwei solche Auffänger sind an ein Mikromanometer (Flüssigkeitstropfen in einer Kapillare) angeschlossen, der eine mit der zu messenden, der andere mit einer Standardlichtquelle bestrahlt und die Verschiebung des Tropfens abgelesen. Bei dem in der Überschrift genannten Instrument ist die eine Empfängerzelle allseitig drehbar angeordnet und mit einem außen vergoldeten Vakuumschlauch mit der zweiten Zelle und dem Manometer verbunden.

*Knipping.*

**H. Goldschmidt.** Über ein neues lichtelektrisches Photometer. Meteorol. ZS. 43, 241—246, 1926, Nr. 7. Das neue, von der Landeswetterwarte in Dresden zu beziehende lichtelektrische Photometer besteht im wesentlichen aus einem Einfadenelektrometer, einer zur Erreichung eines unveränderlichen Vakuums mit eingeschmolzenem, fast für das gesamte Ultraviolett des Sonnenspektrums durchlässigen planparallelen Glasplatte versehenen, als schwarzer Körper hergestellten Kaliumzelle sowie aus einem geradsichtigen Monochromator zur Ausblendung der verschiedenen Spektralgebiete. Für die Zukunft ist zwecks Ausnutzung des Sonnenspektrums zwischen 400 und 300 m $\mu$  eine Ausrüstung des Instruments mit Beugungsgitter vorgesehen. Zurzeit steht für die Ausmessung des Ultravioletts ein besonderes Instrument zur Verfügung. — Die genaue Untersuchung der Durchlässigkeit des Monochromators für die zur Messung gelangenden Spektralgebiete, der Empfindlichkeit der Kaliumzelle und des Umfangs der verschiedenen Spektralbezirke ermöglicht es nach dem Verf., in den fünf näher bezeichneten Gebieten bis auf einen konstanten, der Größenordnung nach bekannten und noch genauer zu ermittelnden Faktor die Intensität der Sonnenstrahlung in energetischem Maße anzugeben. Näheres über diese, unter Mithilfe von Dr. Fleischer vom physikalischen Institut der Technischen Hochschule in Dresden ausgeführten Untersuchungen muß aus der angekündigten ausführlicheren Mitteilung ersehen werden. — Wie an der Hand einer beigegeführten Tabelle gezeigt wird, springt vor allem die große Amplitude des täglichen Ganges der kurzen Wellen im Gegensatz zu den langen der Sonnenstrahlung in die Augen. Auf eine ausführlichere Darstellung der Beobachtungsergebnisse wird hier verzichtet. Zum Schluß berichtet der Verf. über die hinsichtlich der Brauchbarkeit lichtelektrischer Zellen gemachten Erfahrungen, wobei vor allem auf die große Konstanz hingewiesen wird.

*Chr. Jensen.*

**W. W. Coblentz and C. O. Lampland.** Summary of radiometric measurements of planetary temperatures. Phys. Rev. (2) 25, 255, 1925, Nr. 2.

**Carl Mainka.** Physik der Erdbebenwellen. Zusammenfassung der Arbeitswege und deren Ergebnisse. Mit 35 Figuren im Text und 20 Tabellen. VIII u. 156 S. Berlin, Verlag von Gebrüder Bornträger, 1923. *Güntherschulze.*

**G. Tammann.** Zur Analyse des Erdinnern. II. ZS. f. anorg. Chem. 134, 269—276, 1924, Nr. 2/3. Nach dem Verf. hat man sich vorzustellen, daß bei sehr hoher Temperatur die Erde aus zwei Schichten, einer Silikatschicht und einer Fe-FeS-Schicht bestand. Bei viel tieferen Temperaturen bildeten sich dann aus der Fe-FeS-Schicht zwei neue Schichten, eine Fe-reiche und eine FeS-reiche. Diese Bildung des Metallkerns und Sulfidmantels kann sich in einem recht geringen Temperaturintervall vollzogen haben. Dadurch wurde eine sehr erhebliche



Änderung der Massenverteilung innerhalb des Silikatmantels bewirkt, die auf die Abplattung der Erde und Nutation der Erdachse nicht ohne Einfluß bleiben konnte. *Güntherschulze.*

**Jerry H. Service.** Seismic wave velocity and densities of crustal materials. *Science* (N. S.) **63**, 616—617, 1926, Nr. 1642. Ordnet man die Bestandteile der Erdrinde, das Krustenmaterial, einmal nach dem Anwachsen der Geschwindigkeit der seismischen Wellen, einmal nach der Zunahme der Dichte, so ergibt sich — wie Adams und Williamson gezeigt haben — im wesentlichen dieselbe Reihenfolge. Ausgenommen sind nur einige schwere Eisenerze. Sieht man von diesen ab, so kann man demnach aus der Tatsache, daß die Geschwindigkeit der seismischen Wellen unter dem Ozean größer ist als unter dem Kontinent, schließen, daß auch die Dichte der Erdrinde unter dem Ozean größer ist als unter dem Kontinent, ein Ergebnis, das aus der Theorie allein nicht gefolgert werden darf. Der Verf. führt noch aus, daß einem Anwachsen der Geschwindigkeit der *P*-Wellen von 5,6 zu 7,3 km/sec und der *S*-Wellen von 3,1 zu 4,1 km/sec eine Zunahme der Dichte von 2,61 zu 3,38 g/cm<sup>3</sup> entspricht. Zum Schluß wird auf eine analoge Erscheinung bei der Schallgeschwindigkeit hingewiesen. Diese wächst in Seewasser von 0° C und 35 Prom. Salzgehalt von 1,450 m/sec an der Oberfläche auf 1,591 m/sec in 8,6 m. Gleichzeitig wächst die Dichte von 1,02813 auf 1,06649 g/cm<sup>3</sup>. *Picht.*

**Vicente Inglada Ors.** Estudio de la propagación de las ondas  $\bar{P}$  registradas en el sismo producido por la explosión de Oppau (Alemania) de 21 de Sept. de 1921. *Mem. Inst. geogr. y catastral* **15**, Nr. VI, Madrid 1926, 36 S. Der Verf. diskutiert nach Zusammenstellung der theoretischen Grundlagen ausführlich die Werte und Fehlergrenzen für die Geschwindigkeit *V* der Longitudinalwellen, die bei der Explosion von Oppau an den Erdbebenwarten bis 364 km Entfernung aufgezeichnet wurden, und findet für das Grundgebirge ohne Berücksichtigung der obersten Erdschichten  $V = 5,5$  bis 5,6 km/sec. *Gutenberg.*

**Vicente Inglada Ors.** Nuevo procedimiento de cálculo de las coordenadas del foco sísmico por medio de las horas de  $\bar{P}$  registradas en varias estaciones próximas. *S.-A. Ibérica* 1926, Nr. 639, 4 S. Der Verf. stellt Formeln für die Berechnung der Herdtiefe *h* auf unter der Voraussetzung, daß die Erdbebenwellen sich auf Geraden fortpflanzen, und bestimmt die Differenzen gegenüber der genaueren Rechnung unter Verwendung der vermutlichen Strahlbahn. Als solche findet er unter anderem:

Herddistanz km	Herdtiefe			
	0 km	25 km	45 km	57 km
20	0,1 Sek.	0,0 Sek.	0,0 Sek.	0,0 Sek.
100	0,6	0,2	0,1	0,1
200	1,0	0,4	0,2	0,1
300	1,4	0,7	0,3	0,1

*Gutenberg.*

**Vicente Inglada Ors.** Contribución al estudio del megasismo Japonés de 1.º Septiembre de 1923. Cálculo de las coordenadas focales y del instante inicial del terremoto principal por medio de las horas



de  $\bar{P}$  registradas en las estaciones próximas. Rev. Acad. Cienc. exact. (2a) 22, Madrid 1926, 88 S., 8 Fig. In der umfangreichen Arbeit, die zahlreiche wertvolle Einzelheiten enthält, diskutiert der Verf. eingehend die Lage und Tiefe des Herdes der Erdbebenkatastrophe in Japan. Der Herd lag hiernach etwa bei  $\varphi = 35^{\circ} 10' \text{ N}$ ,  $\lambda = 139^{\circ} 20' \text{ E}$ , die Herdtiefe betrug etwa 36 km. Die beigegebenen Karten beziehen sich zum Teil auf die Lage des Herdes, zum Teil auf die Erdbebenwirkungen. *Gutenberg.*

**Hultén.** Eruption of a Kamchatka Volcano in 1907 and its atmospheric Consequences. Meddelanden från Stockholms Högskolas Mineralogiska Institut Nr. 48, 407—417 S., 1924. In neuerer Zeit ist es mehr und mehr wahrscheinlich geworden, daß eine Steigerung der Dämmerungsfarben nicht nur durch starke vulkanische Ausbrüche herbeigeführt wird, sondern daß auch eine innige Beziehung zwischen diesem Phänomen und rein kosmischen Vorgängen besteht, wobei vor allem an die Sonnenaktivität zu denken ist. Ein besonders empfindliches Reagens auf so gedachte Trübungen scheinen aber gewisse Polarisationsphänomene zu sein. Eine außerordentlich starke, lang anhaltende atmosphärisch-optische Störung war im Jahre 1906 eingetreten, die im Jahre 1907 eine starke Verschärfung erfuhr. Wollte man diese in Verbindung bringen mit den Ausbrüchen der süditalienischen Vulkane, so gab es zu denken, daß der Vesuvausbruch von 1906 den von 1907 erheblich an Heftigkeit übertraf. Wegen des Fleckenmaximums im Jahre 1907 konnte eventuell auch an einen Sonneneinfluß gedacht werden (s. hier vor allem Fr. Busch und M. Wolf). Eine solche Erklärung war aber in diesem Falle aus verschiedenen Gründen nicht recht befriedigend. Nun konnte Hultén bei seiner zweiten, 1922 erfolgten Durchquerung des südlichen Kamtschatkas feststellen, daß am 29. März 1907 ein gewaltiger Ausbruch des Ksudatch erfolgt war. Es stellte sich heraus, daß der Ksudatch (so von Hultén nach dem gleichnamigen Flusse benannt) im Minimum 3000 Millionen Kubikmeter Asche ausgeworfen hat, so daß der Ausbruch nach der Sapperschen Einteilung zur ersten Klasse von Ausbrüchen zu rechnen wäre (beim Krakatauausbruch allerdings 18000 cbm Asche). Man darf wohl Hultén in der Ansicht beistimmen, daß die optischen Anomalien von 1907 vermutlich jedenfalls zum größten Teil als Folgeerscheinung dieses elementaren Ereignisses aufzufassen sind, wenn es auch noch an einem strikten Beweis fehlt.

*Chr. Jensen.*

**F. Gassmann.** Beziehungen zwischen der Intensität der Mikroseismen an der Erdbebenwarte Zürich und einem Falle plötzlicher Luftdruckänderung über Mitteleuropa. Anh. z. Jahresber. d. Schweiz. Erdbebendienstes 1924; Ann. d. Schweiz. Meteorol. Zentralanst., Jahrg. 1924, S. 25—26, Zürich 1926. Beim Vorübergang eines Tiefdruckgebietes wurde in Zürich starke seismische Bodenunruhe mit einer Periode von 4 Sekunden beobachtet. (Diese Bewegung ist bekannt als „Bodenunruhe bei lokalem Sturm, Böen und Luftdruckschwankungen“. Der Ref.) Das Maximum der Bewegung fiel mit der geringsten Entfernung des Tiefdruckzentrums von Zürich zusammen; der Verf. nimmt an, daß die Saugwirkung des Tiefdruckgebietes das in Frage kommende Gebiet zu Eigenschwingungen mit einer Periode von 4 Sekunden angeregt habe. Über die Windstärke werden keine Angaben gemacht.

*Gutenberg.*

**Ch. Maurain, L. Eblé et H. Labrouste.** Sur les ondes sismiques des explosions de La Courtine. Journ. de phys. et le Radium (6) 6, 65—78, 1925, Nr. 3. Die Arbeit enthält die Ergebnisse der seismographischen Aufnahmen der durch die Sprengungen bei La Courtine am 15., 23., 25. und 26. Mai erzeugten

Bodenerschütterungen in drei Stationen, nämlich im Keller des Postamts von La Courtine, in Felletin, etwa 10 Minuten nördlich, und in Ussel, etwa 9 Minuten südlich von La Courtine. Es wird eine Karte der Bodenbeschaffenheit des Gebietes, in dem die drei Stationen lagen, mitgeteilt und eine kurze Beschreibung der auf ihnen benutzten Vertikal- und Horizontalseismographen gegeben. Es waren sehr vorsorgliche Maßnahmen zur genauen Zeitregistrierung getroffen worden, um die Geschwindigkeit der longitudinalen und transversalen Wellen möglichst genau zu bestimmen. Die Ergebnisse, bezüglich deren Einzelheiten auf die Arbeit selbst verwiesen werden muß, werden zu den ausführlich diskutierten Bestimmungen der aus dem Elastizitätskoeffizienten von Granit gefolgerten Geschwindigkeiten in Beziehung gesetzt und führen zu einer Fortpflanzungsgeschwindigkeit von 5500 bis 5600 m/sec für die longitudinalen Wellen ( $P$ ) in der Nähe des Erdbodens, in guter Übereinstimmung mit den Werten von Mohorovičić für nahe Erdbeben. Für die langen Wellen ( $L$ ) von etwa halber Geschwindigkeit erhalten die Verf. einen kleineren Wert (etwa 2700) als für Oberflächenwellen sehr ferner Beben (etwa 3400 bis 3500). Das Verhältnis der Fortpflanzungsgeschwindigkeiten der Wellen  $L$  und  $P$  steht in gutem Einklang mit der Theorie. Bollé.

**A. Perot et F. Baldet.** Observation des explosions de La Courtine à l'observatoire de Meudon. Journ. de phys. et le Radium (6) 6, 79—81, 1925, Nr. 3. Verf. haben in Meudon, in 340,1 km Entfernung vom Sprengherd in La Courtine, mittels eines durch eine Membran von 266 mm Durchmesser angestoßenen Mikrophons und Oszillographen mit Rußschreiber einerseits und mittels einer empfindlichen von M. Burson beobachteten Flamme andererseits eine einwandfreie Registrierung der von der zweiten Explosion am 23. Mai 1924 in La Courtine hervorgerufenen Schallwelle erhalten. Die Schwankung der Flamme trat um 20 Uhr 16 Minuten  $34 \pm 1$  Sek. ein, das Mikrophon registrierte die Welle um 20 Uhr 16 Minuten 35,2 Sek. Wenn man annimmt, daß die Fortpflanzung auf der geodätischen Verbindungslinie von La Courtine und Meudon erfolgte, so ergibt sich daraus eine Fortpflanzungsgeschwindigkeit von 341,7 m/sec. Die Störung beginnt mit einer Depression. Auf Grund der Eichung der Membran mittels einer in ihrem Mittelpunkt angreifenden Kraft, ausgeübt von einer gespannten und plötzlich entlasteten Uhrfeder, ergibt sich eine Druckvariation beim Durchgang der durch die Explosion ausgelösten Luftdruckwelle von 0,25 barye. Bollé.

**L. Matteuzzi.** Sulla determinazione delle seiches forzate e delle seiches libere mediante una equazione integrale di Volterra di seconda specie. Lincei Rend. (5) 33 [2], 474—480, 1924, Nr. 11.

*Güntherschulze.*

**L. Prandtl.** Bemerkung zu dem Aufsatz von A. Einstein: Die Ursache der Mäanderbildung und das sogenannte Baersche Gesetz. Naturwissensch. 14, 619—620, 1926, Nr. 26. Verf. weist darauf hin, daß die Grundgedanken der Überlegungen Einsteins bereits von James Thomson (Proc. Roy. Soc. London Ser. B vom 4. Mai 1876) sowie von Isaachsen (Civilingenieur 1896, S. 351) veröffentlicht worden sind und daß auch experimentelles Material zu der Frage der Mäanderbildung seit langem in ausgedehntem Maße vorhanden ist (z. B. K. Lüders, Die Bautechnik 3, 735, 1925). Ferner ergänzt Verf. die Ausführungen Einsteins noch durch die Feststellung, daß sich die Flußbette hauptsächlich bei Hochwasser verändern, daß dabei das in Bewegung befindliche Geschiebe mit den Bodenströmungen in der Flußkrümmung nach innen geht, wodurch die Annäherung der Außenseite der Krümmung erleichtert wird. Güntherschulze.

**B. Gutenberg.** Über die Ausbreitung des Schalles in der Atmosphäre. Naturwissensch. 14, 338—342, 1926, Nr. 16. Zusammenfassend wird über die Forschungsergebnisse der Sprengungen zum Zwecke der Erforschung der Atmosphäre berichtet. Eine Abbildung über die bei der Explosion von Oppau festgestellten beiden Hörbarkeitszonen und die Zone des Schweigens ergänzt das bisher gewonnene Bild. Auf die Erklärungen von Gutenberg und Wiechert über das Entstehen der äußeren Hörbarkeitszone wird näher eingegangen. Zur Beurteilung der Erscheinung der hohen Schallgeschwindigkeit in den oberen Atmosphärenschichten werden die Hypothesen von v. dem Borne, Lindemann und Dobsen, Wegener und die Annahme von dem Einfluß der Windgradienten einander gegenübergestellt. Hinweis auf die engen Beziehungen zwischen Schallfortpflanzung in der Atmosphäre und in der festen Erde. *Reiher.*

**E. S. Player.** Meteorological conditions and sound transmission. Roy. Meteor. Soc., may 19, 1926; Nature 117, 809, 1926, Nr. 2953. Es wird über Beobachtungen über die Schallausbreitung in der Atmosphäre berichtet. — a) Schallwellen, die von der Oberfläche herrühren. Die Beobachtungen wurden mit Hilfe der Sirenen von Leuchtschiffen angestellt. Die Frequenz der Signalzeichen war unverändert und bei festliegenden Schiffen blieben die Tragweiten gleich. Es wurden Beispiele von schnell und kontinuierlich wechselnder Schallstärke festgestellt; der Einfluß von Feuchtigkeit, Temperatur, Regen und des allgemeinen Zusammentreffens verschiedener Bedingungen wurde untersucht. — b) Schallwellen, die aus der Höhe kommen. Die verwendeten Schalle waren Flugzeuggeräusche, deren Frequenz sich dauernd ändert und die dauernd wechselnde Ausgangspunkte besitzen. Beobachtungen der Zustände der höheren Luftschichten zeigten einen praktisch gleichmäßigen Temperaturabfall, jedoch Schichten von verschiedener relativer Feuchtigkeit. Der Schall wurde gut durchgelassen, wenn die Verschiedenheiten dieser Schichten gering waren; die Atmosphäre besaß dann nahezu den Charakter eines homogenen Stoffes. Große oder plötzliche Änderungen hatten störende Wirkung. — Oft sind die akustischen Bedingungen gut für Wellen, die von der Erdoberfläche herrühren, schlecht hingegen für solche von oben und umgekehrt. *Reiher.*

**F. Ritter.** Beitrag zur Beobachtung der durch die Sprengungen bei La Courtine im Mai 1924 erzeugten Schallwellen. ZS. f. techn. Phys. 7, 152—154, 1926, Nr. 3. Verf. hat die durch die Sprengungen von 9620, 9642 und 4875 kg Melinit bei La Courtine am 15., 23. und 25. Mai 1924 erzeugten Schallwellen in 1162 km Abstand vom Sprengherd in einem Gebäude der Chemisch-Technischen Reichsanstalt mit Hilfe einer Scheibe eines nach SW zu W zeigenden Zimmerfensters registriert und an den beiden ersten Daten auch subjektiv gleichzeitig beobachtet. Die Durchbiegung der Fensterscheibe von  $80,5 \times 63,5$  cm Größe wurde auf ein Hohlspiegelchen übertragen, das mit einem Vorsprung seiner Fassung an der Scheibe anlag und auf einem stark gespannten kurzen Draht befestigt war, um den es sich als reibungslose Achse drehen konnte. Der Hohlspiegel von 1,5 m Brennweite und 1 cm Durchmesser entwarf das Bild eines leuchtenden Punktes, dargestellt von dem durch eine Blende von 0,1 mm Öffnung ausgeblendeten Teil eines glühenden Fadens einer Nernstlampe, auf eine langsam durch ein Uhrwerk in Umdrehung versetzte, mit Film bespannte Trommel. Die optische Vergrößerung war 213fach beim ersten und 259fach bei den beiden anderen Versuchen. Gleichzeitig entwarf der Drehspiegel das Bild des geraden Fadens einer Glühlampe in einem Kasten mit roter Glasscheibe als einen rot gefärbten Strich auf einem weißen Schirm neben der Filmtrommel.



Da an den beiden ersten Daten gegen Abend der Wind abflaute, so waren die langsamen Bewegungen der Scheibe infolge Winddruckänderungen auf dem markenlosen Schirm nicht zu beobachten, wohl aber das Atmen der Scheibe beim Eintreffen der Schallwelle. Die Zeitpunkte der subjektiven Beobachtungen stimmten genau mit denen der registrierten Schallwelle überein. Am 25. Mai war die subjektive Beobachtung durch zu starken Wind unmöglich gemacht. Die registrierten Wellenzüge sind in der Abhandlung abgebildet. Die Schallwellen beginnen mit einer Dilatation, die Schwingungsdauer betrug 1,4 sec beim ersten und 1,3 sec beim zweiten und dritten Versuch. Die Laufzeiten beim ersten und zweiten Versuch, bei welchem die Registrierung durch die subjektive Beobachtung bestätigt wurde, betrugen 1 Stunde 3 Minuten 21 Sek. und 1 Stunde 1 Minute 10,4 Sek. Die aus Biegungsversuchen abgeleiteten Druckamplituden bei den drei Sprengungen betrugen:  $\pm 0,0041$ ,  $\pm 0,0007$  und  $\pm 0,0005 \text{ g/cm}^2$ .

*Bollé.*

**F. A. Lindemann.** *Meteors and the constitution of the upper air.* Nature 118, 195—198, 1926, Nr. 2962. Verf. gibt eine präzise Darstellung aller jener Tatsachen, die für seine Hypothese sprechen, daß oberhalb der isothermen Schicht der Stratosphäre von etwa 220° abs. die Temperatur wieder ansteigt und in 60 km Höhe sogar 300° abs. erreicht. Zunächst wird die Genesis der Meteore besprochen. Wenn ein Meteor etwa 60 km in der Atmosphäre in  $1\frac{1}{2}$  Sek. zurücklegt, kann man annehmen, daß es so viel Energie in Form von Licht ausstrahlt, wie ein Stern erster Größe, d. h. insgesamt  $3,3 \cdot 10^{10}$  Erg. Nimmt man weiter die Geschwindigkeit des Meteors zu 40 km/sec an und setzt voraus, daß die ganze Energie in Strahlung umgesetzt wird, so folgt, daß die Masse eines solchen typischen Meteors nicht mehr als etwa 6 mg beträgt, was im Falle eines Nickeleisenmeteors einem Teilchen von 1 mm Durchmesser entspricht. Natürlich könnte man ein so kleines Teilchen nicht aus Entfernungen von hunderten und mehr Kilometern sehen, selbst wenn es noch so starke Helligkeit besäße. Die Sichtbarkeit wird erst dadurch bewirkt, daß das Teilchen durch die Wärmeentwicklung infolge der Zusammenstöße mit den Gasmolekülen schließlich verdampft wird und als glühender Gasball von beträchtlichem Querschnitt weiterreilt. Die Verdampfung des Meteorteilchens kann aber erst dann beginnen, wenn mit wachsender Dichte der durchheilten Luftschicht die kollidierenden Gasteilchen nicht mehr Zeit genug haben, in seitlicher Richtung zu entweichen, und so eine schlecht wärmeleitende Kappe bilden, hinter der das Meteorteilchen dann bis zu seiner Verdampfungstemperatur erhitzt wird. Aus den ziemlich sicheren Schätzungen der Geschwindigkeit der einzelnen Meteore, der Größe der Teilchen, der Helligkeit und der Dauer des Leuchtens läßt sich in jedem Einzelfalle ein Minimalwert der Dichte der Luft berechnen, welche in derjenigen Höhe herrscht, in welcher das Meteor aufleuchtet. Solche Berechnungen hat Verf. in 65 Einzelfällen durchgeführt. Eine zweite Art der Berechnung liefert die Dichte der Luft in der Höhe des Verschwindens der Meteore auf Grund einer gaskinetischen Überlegung; es wird die Wärmemenge berechnet, welche 1. notwendig ist, das Teilchen bis zur Verdampfungstemperatur zu bringen und 2. diejenige, welche noch weiter zugeführt werden muß, um es restlos zu verdampfen. Die so berechneten Luftdichten in den Höhen des Auftauchens und des Verschwindens der einzelnen Meteore werden in graphischer Darstellung mit denjenigen Dichten verglichen, welche man auf Grund der Annahme der Isothermie der Stratosphäre errechnet. In beiden Fällen verläuft die aus den Meteordaten gezeichnete Dichtenkurve viel flacher als die theoretische Kurve, d. h. die Dichteabnahme zwischen etwa 50 und 200 km ist erheblich langsamer, als man erwarten würde, wenn man Konstanz der Temperatur (etwa 220° abs.) zwischen 11 und 150 km Höhe annimmt. Die aus den erwähnten



Meteordaten errechnete Dichteabnahme mit der Höhe läßt sich aber ungezwungen erklären, wenn man annimmt, daß von etwa 50 km aufwärts die Temperatur in der Atmosphäre wieder steigt bis auf etwa 300° abs. Es läßt sich diese Annahme durch vier experimentelle Tatsachen und außerdem noch durch eine theoretische Überlegung stützen: 1. Aus der Konstitution der Meteore (Nickeleisen und olivinartige Schmelzen) läßt sich schließen, daß zur Erzielung einer raschen Verdampfung des Teilchens Temperaturen von mindestens 2000° abs. notwendig sind. Wenn das Meteorteilchen mit einer Minimalgeschwindigkeit von nur 12 km/sec sich bewegt (dies entspricht einzelnen Beobachtungen), so würde die Temperatur von 2000° abs. nur dann erreicht werden können, wenn es schon eine Anfangstemperatur von 300° abs. besitzt. 2. Es ist eine bekannte Tatsache, daß, während viele Meteore in Höhen von 100 bis 60 km und unter 50 km verschwinden, man kaum irgendwelche findet, die in der Höhe zwischen 60 und 50 km erlöschen. Eine plausible Erklärung hierfür ist die, anzunehmen, daß etwa in der Region zwischen 57 und 52 km die Temperatur von etwa 300° ziemlich rasch auf 220° abnimmt, was eine verminderte Leuchtkraft der diese Schicht passierenden Meteore zur Folge hat. Weiter unterhalb 50 km wird die Erhitzung des Meteors durch die Zunahme der Luftdichte wieder größer. 3. Es ist bekannt, daß die sogenannten Zonen des Schweigens bei der Hörbarkeit von Schallwellen (z. B. bei Explosionen) durch die Annahme erklärt werden, daß die Schallgeschwindigkeit in sehr großen Höhen zunehme. Neue Untersuchungen zeigen, daß die Höhe, in welcher diese Zunahme erwartet werden muß, um die beobachteten Tatsachen zu erklären, rund 50 km beträgt. Die Hypothese des Verf. würde damit vortrefflich stimmen: die Zunahme der Temperatur von 220 auf 330° abs. zwischen 50 und 60 km Höhe würde zudem auch eine Erklärung für die geforderte Zunahme der Schallgeschwindigkeit geben. 4. Eine weitere Stütze seiner Hypothese sieht Verf. in der Tatsache, daß die elektrisch gut leitende Heavisideschicht kurz nach Sonnenuntergang am tiefsten liegt, nämlich zwischen 50 und 60 km, bei Sonnenaufgang aber in mindestens 80 km gefunden wird. Verf. denkt nun daran, daß das durch die ultravioletten Strahlen der Sonne bei Tag erzeugte Ozon bei Nacht unter Ionenerzeugung in Sauerstoff sich umwandelt. Die maximale Ionenerzeugung dieser Art würde natürlich in der wärmsten Schicht, also bei etwa 55 km zu erwarten sein, da die Reaktion ja sehr stark mit der Temperatur sich beschleunigt. Endlich bespricht Verf. die Gestaltung des Temperaturverlaufs vom Standpunkt des Strahlungsgleichgewichtes. In der Stratosphäre, wo die Gase nicht mehr gleichmäßig gemischt enthalten sind, bildet sich in jeder Schicht ein Strahlungsgleichgewicht zwischen Absorption des Sonnenlichtes und Emission der Gasteilchen aus, dessen Temperatur von der selektiven Absorption des vorherrschenden Gases abhängt. Für die Region, in welcher das Ozon ständig durch die Sonnenstrahlung erzeugt wird, ist zu erwarten, daß das Strahlungsgleichgewicht hauptsächlich durch dieses Gas bestimmt ist. Die selektiven Absorptionsgebiete des Ozons liegen bei  $9,5\mu$ , dann auch im sichtbaren Spektrum und im Ultraviolett unterhalb  $0,3\mu$ . Die in diesen Spektralbezirken absorbierte Sonnenstrahlung würde vom Ozon wieder emittiert bei  $9,5\mu$  und das Strahlungsgleichgewicht der Ozonschicht in 60 km Höhe würde sich bei 300° abs. einstellen. Also auch diese theoretische Überlegung führt zum Postulat einer so hohen Temperatur in 60 km Höhe.

V. F. Hess.

**Fernando Sanford.** Some electrostatic disturbances upon the earth which seem to be caused by disturbances upon the sun. Phys. Rev. (2) 28, 429—430, 1926, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) In einem Apparat, der seit fünf Jahren zur Messung der täglichen Schwankung des Oberflächen-

potentials der Erde bei Palo Alto benutzt wurde, zeigten sich zu bestimmten Zeiten sehr große Abweichungen von den normalen Schwankungen, die etwas von der Art der magnetischen Stürme hatten. Anscheinend treten sie jedoch am häufigsten in den Vormittagsstunden auf, während die magnetischen Stürme auf der ganzen Erde gleichzeitig stattfinden. Da sehr große Erdpotentialstörungen einige Sonnenfleckstörungen begleitet haben, wurde versucht, zu entscheiden, ob die Störungen des Erdpotentials den Durchgang der Sonnenflecken durch den Sonnenmeridian regelmäßig begleiten. Die mitgeteilten Werte machen den Zusammenhang zwischen beiden Ereignissen wahrscheinlich. *Güntherschulze.*

**Carl Ramsauer.** Erwiderung an Herrn T. Schlomka zu der Arbeit: Über den unmittelbaren Nachweis der elektrischen Erdladung. *Ann. d. Phys.* (4) 80, 436, 1926, Nr. 12. Siehe T. Schlomka, *Ann. d. Phys.* 79, 583, 1926. *K. Przibram.*

**W. J. Humphreys.** Note on ribbon lightning. *Journ. Frankl. Inst.* 202, 205—206, 1926, Nr. 2. Der wohlbekannte Bandblitz (ribbon lightning) ist eine mehr oder weniger kontinuierliche Entladung längs des gleichen Blitzweges während einer merklichen Zeitdauer. Wird er mit einer bewegten Kamera aufgenommen, so wird ein bandähnliches Bild mit schmalen Querstreifen erhalten. Gelegentlich zeigen sich auch Längsstreifen, die von einer Schwankung der Stromstärke herrühren. Aus einer der Veröffentlichung beigefügten photographischen Aufnahme geht hervor, daß die hellen Querstreifen dadurch hervorgerufen werden, daß der Blitz an diesen Stellen in der Drehrichtung der bewegten Kamera verläuft, so daß eine Helligkeitssuperposition auf der Platte stattfindet. Hat der Blitz gleichzeitig eine Richtungskomponente in der Blickrichtung, so wird die Helligkeit der Querstreifen noch weiter vergrößert. *Güntherschulze.*

**N. Ernest Dorsey.** Lightning. *Nature* 118, 190—191, 1926, Nr. 2962. Verf. wendet sich gegen die von Simpson [*Proc. Roy. Soc. London* (A) 111, 56—67, 1926] aufgestellte Theorie der Entstehung eines Blitzes, wonach nur Blitze durch Ausbreitung positiver Ladungen möglich seien, und weist darauf hin, daß er selbst eine Theorie vorgeschlagen habe (*Journ. Frankl. Inst.* 201, 485, 1926), die auf Ausbreitung negativer Ladungen beruhe. Diese Theorie wird des näheren erläutert und besonders betont, daß die zahlreichen Verästelungen der Blitze Zuflüsse seien, die dem Blitze zuströmen, und nicht Auswüchse, die aus dem Blitze herauskommen. Nach Ansicht des Verf. widersprechen sich die beiden Theorien jedoch nicht, sondern stellen bloß zwei verschiedene Seiten der unter dem gemeinsamen Namen Blitz zusammengefaßten Erscheinungen dar. *Güntherschulze.*

**G. C. Simpson.** Lightning. *Nature* 118, 191, 1926, Nr. 2962. Erwiderung auf die vorstehend referierte Notiz. Verf. lehnt die Anschauungen Dorseys ab. Die Auffassung, daß die Verästelungen dem Blitze zuströmen, erscheint ihm unerklärlich und die von Dorsey entwickelte Theorie der Ausbreitung der Elektronen im Blitze mit den Tatsachen nicht vereinbar. *Güntherschulze.*

**A. Meissner.** Hat das Erdfeld einen Einfluß auf die Wellenausbreitungsvorgänge? *Elektr. Nachr.-Techn.* 3, 321—324, 1926, Nr. 9. Die Theorie Larmors über die Beugung der elektrischen Wellen durch die Ionen und Elektronen der oberen Atmosphäre fand ihre Ergänzung in den Arbeiten von Appleton, Nichols und Schelleng durch Berücksichtigung des Erdeinflusses auf die Elektronenbewegung. Larmor faßte die Bewegung der Elektronen und Ionen unter dem

Einfluß eines elektrischen Feldes als Konvektionsstrom auf und fügte diesem den Verschiebungsstrom hinzu. Unter diesen Annahmen ergibt sich für die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellen eine Formel, die mit der Erfahrung nicht in Einklang steht. Der Widerspruch wurde nun dadurch beseitigt, daß angenommen wurde, das Erdfeld habe einen wesentlichen Einfluß auf die die Beugung bewirkenden Elektronen. Nach der neuen Formel ergibt sich eine besonders charakteristische Welle bei etwa 214 m. Bei dieser Welle ist eine selektive Absorption und dementsprechend eine Verminderung der Reichweite vorhanden. Taylor stellte experimentell im Wellenbereich um 200 m ein Minimum in den Tagesreichweiten fest und glaubte damit eine Bestätigung der Formel gefunden zu haben. — Verf. weist nun darauf hin, daß bei den kurzen Wellen um 200 m am Tage nur Oberflächenwellen von nennenswertem Betrage auftreten, was auch aus den Berechnungen von Elias folgt. Der Einfluß des Erdfeldes auf die Elektronen kann also die Ausbreitungsvorgänge noch nicht berühren. Es wurden deswegen neue Lautstärkemessungen mit Wellen des kritischen Bereichs,  $\lambda = 175$  bis  $265$  m, bei Nacht ausgeführt, und zwar in Entfernungen größer als 100 km vom Sender. Die Ergebnisse, die leider durch starke Fadingeffekte getrübt sind und mit einer Ausnahme nur nach der Parallellohmethode ausgeführt wurden, lassen kein Minimum in der Gegend von 200 m erkennen. *Alberti.*

**Friedrich Herath.** Zwei Beispiele zur Stütze der Anschauung von der Beeinflussung des Funkverkehrs durch die Gleitflächen in der Atmosphäre. Mitt. Aeron. Obs. Lindenberg 1923, S. 7—8. (Autographiert.) *Güntherschulze.*

**Henry Norris Russell.** An outdoor optical experiment. Science (N. S.) **63**, 616, 1926, Nr. 1642. Verf. weist darauf hin, daß der blaue Nebel (Dunst), der auch bei klarstem Wetter sehr weit entfernte Gebirge usw. zu überdecken scheint, und der von dem durch Luftmoleküle abgebeugten Licht herrührt, teilweise polarisiert ist. Die Polarisation ist am größten  $90^\circ$  vom Azimut der Sonne, während sie unterhalb der Sonne oder ihr gegenüber — abgesehen von hohem Sonnenstand — nur gering ist. Mit dem Nicol lassen sich verschiedene Beobachtungen — von denen einige angegeben werden — an diesem Dunst anstellen. *Picht.*

**J. J. Tichanowsky.** Resultate der Messungen der Himmelspolarisation in verschiedenen Spektrumabschnitten. Meteorol. ZS. **43**, 288—292, 1926, Nr. 8. Kalitin war (diese Ber. S. 1277—1278) mit Hilfe eines Spektropolarimeters zu Ergebnissen bezüglich der Abhängigkeit der Polarisationsgröße von der Farbe, in der gemessen wird, gekommen, die in merkwürdigem Gegensatz zum Gros der bisherigen Resultate standen. Ohne sich auf Kalitin zu beziehen, berichtet nun Tichanowsky über ähnliche Messungen an 12 verschiedenen Orten Rußlands (zwischen 0 und 1180 m über See), bei denen aber Farbfilter (759 bis 599, 562 bis 495 und 475 bis  $396\text{ m}\mu$ ) angewandt wurden. Seine Versuche gehen insofern über die Kalitins hinaus, als nicht nur im Punkte maximaler Polarisation (im Sonnenvertikal  $90^\circ$  von der Sonne entfernt) gemessen wurde, sondern auch im Zenit und in verschiedenen Sonnenabständen innerhalb des Sonnenvertikals. Nicht unerwähnt darf bleiben, daß nach den eigenen Worten Tichanowskys nur von einer groben Reduktion der Polarisationswerte auf einen bestimmten Augenblick die Rede sein kann. Wie Kalitin fand Verf. für den Punkt maximaler Polarisation bei reinster Atmosphäre (d. h. bei höchsten Polarisationswerten) das Maximum im Rot, das Minimum im Blau. Bei mehr und mehr abnehmender atmosphärischer Reinheit verschob sich das Maximum zunächst nach dem grünen und hernach nach dem blauen Spektrumende. Aller-



dings scheint auch aus seinen Beobachtungen (entsprechend dem bisher allgemein bekannten Verhalten) hervorzugehen, daß bei stärkerer Trübung, vor allem bei starkem Vorhandensein von Kondensationsprodukten des Wasserdampfes, das Polarisationsmaximum wieder in den roten Spektrumabschnitt übergeht. Die Beobachtungen im Zenit sprechen nicht gegen die bisher gezogenen Schlüsse. Aus den Messungen bei verschiedenen Sonnenabständen ergibt sich merkwürdigerweise, daß schon ab  $30^\circ$  (bis hin zu  $150^\circ$ ) die Polarisation im ganzen genommen ihr Maximum im Rot und ihr Minimum im Blau hat. — Des weiteren werden sehr interessante Beziehungen zwischen der Polarisationsgröße in verschiedenen Farben und der schon nach früheren Untersuchungen (s. diese Ber. 5, 1451, 1924, Nr. 20) in innigstem Konnex mit den atmosphärischen Transparenzverhältnissen stehenden Grade des Polychroismus beschrieben. Die Schätzung — nach dreiteiliger Skale — wird in Übereinstimmung mit den Bezeichnungen Schirmanns (Phys. ZS. 33, 443, 1922) gebracht. Der reinsten Atmosphäre würde das Polarisationsmaximum im Rot sowie der höchste positive Polychroismus, d. h. größere Sättigung der blauen Farbe der kleineren Polarisationskomponente, entsprechen. Zu beachten ist der Umstand, daß das Gros der Tichanowskyschen Messungen in der Nähe der See ausgeführt wurde. — Bestätigt sich allgemein die nahe Beziehung zwischen dem Reinheitsgrad der Atmosphäre, der farbigen Polarisation und dem Grade des Polychroismus, so kann natürlich die äußerst rasch anzustellende Beobachtung des Polychroismus von großer Bedeutung für die Beurteilung der atmosphärischen Transparenzverhältnisse werden. *Chr. Jensen.*

**Svein Rosseland.** On the transmission of radiation through an absorbing medium in motion with applications to the theory of sun-spots and solar rotation. *Astrophys. Journ.* 63, 342—367, 1926, Nr. 5. Für die Durchlässigkeit einer Strahlung durch ein absorbierendes und emittierendes Medium wird auf einem allgemeinen Wege eine Theorie so entwickelt, daß sie auch die Fälle eines in Bewegung und im nicht stationären Zustand befindlichen Mediums einschließt. Zunächst werden die Eigenschaften des Strahlungsfeldes allein studiert und hierauf die Gleichungen für den vereinigten Fluß von Materie- und Ätherenergie entwickelt. Für die Anwendung der Theorie auf Sonnenflecke wird angenommen, daß die Energie der solaren Strahlung größtenteils aus dem Sonneninnern kommt und daß in den Flecken die gleichförmige Strahlungsströmung durch Konvektionsströmungen modifiziert wird. Die Theorie führt zu Werten der Dicke und Geschwindigkeiten, welche der beobachteten Temperaturverminderung in den Flecken entsprechen, aber aus Mangel an anderen Beobachtungen keiner strengeren Prüfung zugänglich sind. *Kauffmann.*

**V. Malzev.** Luminous Night Clouds. *Nature* 118, 14, 1926, Nr. 2957. Anlässlich der Hally-Lecture von G. M. B. Dobson über „The Uppermost Regions of the Earth's Atmosphere“ macht der Verf. einige Bemerkungen über leuchtende Nachtwolken. Sie wurden von Ceraski in Moskau entdeckt. In höheren Breiten ( $50$  bis  $60^\circ$ ) kann man die leuchtenden Nachtwolken von Mitte Mai bis Mitte August beobachten. Sie sehen den Cirren ähnlich, heben sich aber im Gegensatz zu ihnen hell vom Dämmerungssegment ab. Ihr Hauptcharakteristikon ist jedoch ihre unveränderliche Höhe von  $82$  km. Es wird dabei darauf hingewiesen, daß die Heavisideschicht eine Höhe von  $80$  km hat. Nach Trowbridge kommt andererseits den Meteorschweifern eine ähnliche Höhe von  $87$  km zu. Es scheint sich daher in  $80$  bis  $85$  km Höhe eine Schicht zu befinden, in der sich eventuell alle diese Phänomene abspielen. Unsere Kenntnis von den leuchtenden Nachtwolken ist eine sehr unvollkommene, die Theorien sind wenig befriedigend. Die



vulkanische Hypothese ist von vornherein zu verwerfen, da die Nachtwolken ganz unabhängig von Eruptionen nahezu jedes Jahr beobachtet werden. Dem Verf. sind sechs Photographien von leuchtenden Nachtwolken gelungen, von denen zwei, sehr schöne, in der vorliegenden Notiz reproduziert sind. Die Ausmessungen der zeitlich aufeinanderfolgenden Bilder ergaben eine Geschwindigkeit von 230 m/sec aus der Richtung NNE. Der Verf. (Russian Society, „Mirovédenie“, 25 Ulitza Petschatnikow) bittet Fachgenossen und Amateure, ihm Photographien leuchtender Wolken zum weiteren Studium zukommen zu lassen. *Conrad (Wien).*

**R. Emden.** Über Strahlungsgleichgewicht. ZS. f. Phys. **23**, 176—213, 1924, Nr. 3/4. Verf. zeigt, daß sich die Radien der Riesensterne aus spektral-photometrischen Beobachtungen der Größenordnung nach berechnen lassen. Die Differentialgleichungen des Strahlungsgleichgewichts und die daraus folgenden thermodynamischen Gleichungen werden abgeleitet und mit ihrer Hilfe der Aufbau von Gaskugeln und Sternatmosphären untersucht. Die Verhältnisse in einer Kugel inkompressibler Flüssigkeit im Strahlungsgleichgewicht können in geschlossener Form aufgestellt werden. Auf die Untersuchungen von Kohl-schütter und Eddington wird eingegangen. *Güntherschulze.*

**L. Zehnder.** Die zyklische Sonnenbahn als Ursache der Sonnen-fleckenperioden. Mit einer Tafel und 44 S. Halle a. d. S., Verlag Ludwig Hofstetter, 1923. *Güntherschulze.*

Protokoll der Verhandlungen der internationalen Strahlungs-kommission in Davos vom 31. August bis 2. September 1925. (Übersetzung des in Geografiska Annaler **8**, 150, 1926 veröffentlichten Protokolls mit einigen unwesentlichen Kürzungen.) Meteorol. ZS. **43**, 258—271, 1926. Nr. 7. Auf Wunsch des Vorsitzenden (Maurer, Zürich) schlägt der Schriftführer (A. Ångström, Stockholm) als Programm der nächsten internationalen Untersuchungen vor: 1. Die Konstruktion und Eichung der Normalinstrumente nach den bekannten Grundsätzen. Insbesondere handelt es sich um die Vergleichung des Pyrheliometers von Ångström mit einem nach einem anderen Prinzip gebauten absoluten Instrument. 2. Studium der für lange Wellen durchlässigen Filter und der Konstanz dieser Filter. 3. Studium der photoelektrischen Zellen und ihre Beziehungen zu den Angaben der absoluten Instrumente. 4. Studium der Sekundärinstrumente (Michelson, Silverdisk, Moll, Linke u. a.). Süring schlägt außerdem vor: 5. Eichung der Sekundärinstrumente. 6. Studium der diffusen Strahlung und der Ausstrahlung gegen den Himmel. 7. Registrierung der verschiedenen Strahlungsarten. Dorno erwähnt noch: 8. Die Strahlung einzelner Teile des Himmels und empfiehlt 9. das Studium der ultravioletten Strahlung mit Hilfe der Cadmiumzelle und anderer Methoden. In der Nach-mittagssitzung des 31. August macht Linke (Gast) darauf aufmerksam, daß seines Erachtens auch die Frage der Solarkonstante in das Programm der inter-nationalen Untersuchungen aufgenommen werden müsse, wogegen Süring darauf hinweist, daß — entsprechend der schon von Lindholm und Ångström auf der Tagung der „Union géophysique“ in Rom 1922 vertretenen Ansicht — diese Frage zunächst Aufgabe der bekannten amerikanischen Forscher bleiben müsse. Mit Recht macht Gorczyński darauf aufmerksam, daß für die Meteorologie die Verfolgung der Sonnenstrahlung an der Erdoberfläche mit spektro-graphischen Methoden nicht weniger wichtig sei als die Untersuchung der Solar-konstante. Auffälligerweise wird der weiteren Verfolgung der atmosphärischen Polarisationsverhältnisse nur einmal ganz kurz gedacht (von Linke), obgleich

die systematischen Untersuchungen von Boutaric, Busch, Dorno, Jensen, Kalitin, Kimball u. a. zur Genüge dargetan haben dürften, daß gerade diese Messungen von ganz besonderer Wichtigkeit für die Erkenntnis der (einem auffällig starken Wechsel unterworfenen) atmosphärischen Transparenzverhältnisse sind. — Was die weiteren Ansichten bzw. Resolutionen bezüglich der Methoden der weiteren Zusammenarbeit der Kommission betrifft, so muß auf die Meteorol. ZS. verwiesen werden, ebenso hinsichtlich der interessanten Berichte über die an den Observatorien der vertretenen Länder geleistete Arbeit sowie der verlesenen Briefe (von C. G. Abbot, H. H. Kimball, N. N. Kalitin und A. Friedmann). Nur sei noch auf die Betonung der besonderen Wichtigkeit von Strahlungsmessungen im Flugzeug durch Hergesell und auf eine dementsprechende Resolution (5) verwiesen, ebenso auf die Annahme seines Vorschlages zur Gründung einer aktinometrischen Vereinigung mit persönlichen Mitgliedern. *Chr. Jensen.*

**Jean Lecarme.** Les radiations ultraviolettes du Soleil aux grandes altitudes. C. R. 181, 1079—1080, 1925, Nr. 25. Die Intensität der ultravioletten Sonnenstrahlung wird mit Hilfe einer Oxalsäurelösung bestimmt, der Uranylsulfat als Katalysator zugesetzt ist. Die ersten Ergebnisse der Intensitätsmessungen, die in Höhen von 1050 bis 4350 m stattfanden, sind mitgeteilt. Die Wirkung einer Hg-Bogenlampe bei 900 Watt Energieverbrauch in 15 cm Abstand ist gegenüber der Wirkung der Sonnenstrahlung in großen Höhen erheblich schwächer. *Donat.*

**G. Hoffmann.** Bestätigung der Höhenstrahlung auch durch Messungen in Blei. Naturwissensch. 14, 622, 1926, Nr. 26. Durch weitere Verfeinerung seiner Meßanordnung ist es Verf. nunmehr gelungen, den einwandfreien Nachweis zu erbringen, daß doch ein kleiner, aber deutlicher Strahlungsrest extremer Härte auch bei Bleimessungen übrigbleibt. Damit ist auch vom Verf. die Existenz der Höhenstrahlung im Meeresniveau anerkannt. Das verschiedene Verhalten von Wasser und Blei in bezug auf die Strahlungsintensität könnte darauf zurückzuführen sein, daß die Höhenstrahlung in Wasser sich in Streustrahlung umsetzt, während in Blei die Absorption überwiegt. *Werner Kolhörster.*

**G. Hoffmann.** Registrierbeobachtungen der Höhenstrahlung im Meeresniveau. Ann. d. Phys. (4) 80, 779—807, 1926, Nr. 16. Verf. berichtet über seine in den letzten Jahren ausgeführten Untersuchungen der Höhenstrahlung. Dabei hat sich ganz allgemein herausgestellt, daß die verwendeten Methoden bei den Messungen schwächster Ionisation (Höhenstrahlung) merkliche, noch ungeklärte Schwankungen ergeben. Der erste Abschnitt behandelt die Messung schwacher elektrischer Ströme im Vakuum und die Meßmethoden. Im zweiten Abschnitt werden die Bestimmung von Ionisationsströmen und die Verwertung der Registrierungen eingehend besprochen. Verfährt man dabei nur so, daß man zur Bestimmung der  $\beta$ - $\gamma$ -Ionisation die Kurvenstücke zwischen zwei  $\alpha$ -Ionisationsströmen wählt, so erhält man nicht ganz zuverlässige Daten. Dafür verantwortlich dürften 1. Erschütterungen, 2. kurze, nicht mehr als solche erkennbare  $\alpha$ -Ionisationsstöße sein. Daneben zeigen sich aber auch noch Ausbuchtungen der Kurven, die sich als Störungen über viele Minuten hinziehen, und für die Verf. als wahrscheinlichste Erklärung  $\alpha$ -Ionisationen, die Isolationsstörungen auf der Bernsteinoberfläche hervorrufen, verantwortlich machen möchte. Die Störungen treten nämlich erst auf, wenn das ionisierte Gas wirksam ist, während mechanische Schwankungen, Temperatureinflüsse auf Instrument und Spannungsquellen, Vorgänge im Innern der Isolatoren, die hierfür in Betracht kommen können, sich sonst nicht bemerkbar machen. Über die zur Registrierung der

durchdringenden Strahlung benutzte Abschirmung durch Blei wird im folgenden Abschnitt berichtet und der Gang einer Messung angeführt. Zwischen 30 und 480 Volt war ein Einfluß der Spannung auf die Konstanz der Ionisation mit Sicherheit nicht nachweisbar. Sorgfältig gereinigtes Füllgas ( $\text{CO}_2$ ) ist allerdings Voraussetzung. Vergleichsmessungen zwischen Luft und Kohlensäure ergaben Proportionalität zwischen Gasdichte und Ionisationsstrom. Aus Bestimmungen des Ionisierungsfaktors errechnet sich  $K = 4,65 \cdot 10^9$ , also rund 11 Proz. als Sekundäreinfluß des Wandmaterials. Absorptionsmessungen mit  $\gamma$ -Strahlen des RaC lassen sich durch die Annahme zweier Strahlungen vom Absorptionskoeffizient  $\mu_{\text{Pb}} = 0,530 \text{ cm}^{-1}$  und  $\mu_{\text{Pb}} = 0,330 \text{ cm}^{-1}$  erklären. Die Bestimmung der Wirkung der verschiedenen Bleipanzer ergibt, daß schon 12 cm Blei praktisch ausreichend sind, um  $\gamma$ -Strahlen von  $\mu = 0,53$  bzw.  $0,33$  zu absorbieren. — Die ersten Ergebnisse der Registrierungen vom August 1925 und Januar 1926 lassen für den Radiumgehalt der Umgebung  $3,9 \cdot 10^{-12} \text{ g Ra/g Gestein}$  und für den des Panzers  $7,9 \cdot 10^{-13} \text{ g Ra/g Pb}$  errechnen. Nach alledem hatte Verf. anfänglich gefolgert, daß die Höhenstrahlung im Meeresniveau etwa achtmal kleinere Intensität, als angenommen, haben würde, und daß der Radiumgehalt der Umgebung hinreichend sein könnte, die Höhenstrahlung zu erklären. Er kam also zu ganz analogen Feststellungen wie Millikan, der sogar annahm, daß die Höhenstrahlung „all of local origin“ sei. Durch Wasserabsorptionsmessungen kamen Millikan und später auch Verf. zur Revision ihrer Meinungen. Insbesondere zeigte dann die letzte Meßreihe Hoffmanns den zu erwartenden Intensitätsabfall der Ionisation mit zunehmender Panzerung von 12 auf 22 und 32 cm mit Sicherheit, also die Existenz der Höhenstrahlung im Meeresniveau auch bei Abschirmung durch Blei. Mit dem vom Ref. angegebenen Absorptionskoeffizienten  $\mu_{\text{H}_2\text{O}} = 2,2 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$  auf  $\mu_{\text{Pb}} = 0,0247 \text{ cm}^{-1}$  umgerechnet, beträgt nach Hoffmann die Intensität bei Panzerung 0 0,240 J, bei 12 cm Blei 0,179 J, bei 32 cm Blei 0,109 J, was der beobachteten Absorptionskurve entspricht. Der Außenwert der Höhenstrahlung entspricht etwa 0,29 J, ist also nur fünfmal geringer als in Zinkgefäßen bei Wasserabsorption.

Werner Kolhörster.

**Werner Kolhörster und Gubert v. Salis.** Die tägliche Periode der Höhenstrahlung. Naturwissensch. 14, 936, 1926, Nr. 41.

**W. Kolhörster and G. von Salis.** Variation of Penetrating Radiation on the Jungfrau. Nature 118, 518, 1926, Nr. 2971. Vorläufige Mitteilung über die im August 1926 im Jungfraugebiet ausgeführten Beobachtungen der Höhenstrahlung. Die tägliche Periode der Strahlung wurde am Jungfraujoch und auf dem Mönchsgipfel wiedergefunden. Durch Abschirmung im Gletschereis und durch den Fels selbst ergab sich, daß die Milchstraße und insbesondere die Sternbilder der Andromeda und des Herkules als stark strahlende Gebiete anzusprechen sind.

Werner Kolhörster.

**F. Běhounek.** Einige Bemerkungen zum Ursprung der durchdringenden Strahlung der Atmosphäre. Phys. ZS. 27, 536–539, 1926, Nr. 16. Verf. wendet sich gegen die Kritik seiner Arbeit (Phys. ZS. 27, 8, 1926) durch Hess (Phys. ZS. 27, 159, 1926) und gelegentliche Bemerkungen des Ref. (diese Ber. S. 575). Irgendwelche neuere Ergebnisse über die Höhenstrahlung sind in der Arbeit nicht enthalten.

Werner Kolhörster.

**Werner Kolhörster.** Erwiderung. Phys. ZS. 27, 555–556, 1926. Kurze Erwiderung auf die wesentlichsten Einwände von F. Běhounek: Einige Bemerkungen zum Ursprung der durchdringenden Strahlung der Atmosphäre (Phys. ZS. 27, 536, 1926; vgl. vorst. Ref.).

Werner Kolhörster.



**Konrad Büttner.** Die durchdringende Höhenstrahlung (Hesssche Strahlung). Arbeiten seit 1924. ZS. f. Geophys. 2, 153—159, 1926. Verf. berichtet in einem sehr kurzen Referat über die seit 1924 auf dem Gebiet der Höhenstrahlung erschienenen Arbeiten. *Werner Kolhörster.*

**Konrad Büttner.** Messungen der durchdringenden Höhenstrahlung im Flugzeug. Mitt. d. Aeronaut. Observat. Lindenberg 1926, S. 52—54, Juli. Verf. hat mit zwei Instrumenten nach Kolhörster bei drei Flugzeugaufstiegen am 24., 29., 30. Juni 1926 die Intensitätsverteilung der Höhenstrahlung bis 6800 m Höhe gemessen. Die Instrumente sind die handelsüblich von Günther & Tegetmeyer gelieferten Strahlungsapparate nach Kolhörster mit 4 Liter Volumen und 3 mm Zinkwänden. Sie waren mit Luft bzw. Kohlendioxyd von Atmosphärendruck gefüllt. Das Ergebnis der drei Flüge ist in völliger Übereinstimmung mit den von Kolhörster 1913/14 bei Freiballonfahrten bis 9300 m Höhe bestimmten Werten der Intensität der Höhenstrahlung und beweist wiederum die Haltlosigkeit der von Millikan [Proc. Nat. Acad. Amer. 12, 48, 1926; Phys. Rev. (2) 27, 353, 1926] gegen Kolhörsters Messungen erhobenen Einwände (vgl. W. Kolhörster, ZS. f. Phys. 38, 404, 1926). *Werner Kolhörster.*

**Konrad Büttner.** Versuche über die durchdringende Strahlung. (Erste vorläufige Mitteilung.) ZS. f. Geophys. 2, 187, 1926. Verf. hat mit zwei Strahlungsapparaten nach Kolhörster, handelsmäßig von Günther & Tegetmeyer gelieferten 4-Liter-Instrumenten, Untersuchungen über die Höhenstrahlung ausgeführt. Die Instrumente haben 3 mm dicke Zinkwände und waren mit Luft bzw. Kohlensäure von Atmosphärendruck gefüllt. Die Angaben beider Apparate haben sich als praktisch unabhängig von Temperatureinflüssen und seitlicher Neigung erwiesen, ihre Voltmpfindlichkeit blieb bis auf vier Jahre unverändert. Die Evesche Zahl für  $\gamma$ -Strahlen von RaC (ungefiltert) betrug für die Instrumente  $K_A = 4,7 \cdot 10^9 J$ ,  $K_B = 5,5 \cdot 10^9 J$ , mit Papiereinlage  $K_B = 3,5 \cdot 10^9 J$ . Die Radiumeichung im Steinsalz 500 m unter Tag ergab dieselben Werte, so daß die Vermutung von Perrin, die Höhenstrahlung könnte einen Einfluß auf den radioaktiven Zerfall haben, nicht zutreffen dürfte. Die Untersuchung der Eigenstrahlung zeigt die bekannte geringe Abhängigkeit des Ionisationsstromes von der Feldstärke. Zur Erklärung wird herangezogen: 1. Säulenionisation durch die  $\alpha$ -strahlenden Wände, 2. Ohmscher Strom über den Isolator, 3. Nachwirkungen am Elektrometer bei Neuaufladung. Die Untersuchung der Abnahme der Erdstrahlung mit zunehmender Erhebung über den Erdboden wurde am 240 m hohen Funkturm in Königswusterhausen ausgeführt. Die Intensitätsabnahme erfolgte exponentiell, entsprechend dem für RaC  $\gamma$ -Strahlen gültigen Absorptionskoeffizienten  $\mu_{\text{Luft}} = 4,6 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$ . Kleine Abweichungen sollen durch die Form des Turmes bedingt sein. Abschirmungsversuche wurden mit einem 5-cm-Blei- und einem 7-cm-Eisenpanzer ausgeführt. Apparat A ergab in Göttingen (näheres über den Ort und Art der Aufstellung fehlt) Strahlung ohne Panzer 3,9 J, Strahlung mit 7 cm Eisen 1,9 J, Strahlung mit 5 cm Pb 1,4 J. Die Panzer schirmen die Erdstrahlung bis auf 5 Proz. ab. Da sich die Höhenstrahlung zu 2 J ergab und für Eisen bzw. Blei eine Abnahme von 88 bzw. 65 Proz. gefunden wurde, so berechnet

sich  $\frac{\mu_{\text{Fe}}}{\rho} = 5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ ,  $\frac{\mu_{\text{Pb}}}{\rho} = 26 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ . Auf der Seeoberfläche bei Potsdam ergab Apparat B Höhenstrahlung 2 J, mit 5-cm-Bleipanzer 1,3 J, also wieder eine Schwächung von 65 Proz. durch Blei. Obwohl beide Instrumente verschiedene  $\gamma$ -Strahlempfindlichkeit besitzen ( $K_A = 4,7 \cdot 10^9$ ,  $K_B = 3,5 \cdot 10^9$ ),



zeigen sie gleiche Werte für die Höhenstrahlung. Tauchversuche bis 8,5 m Wasser ergaben  $\frac{\mu_{\text{H}_2\text{O}}}{\rho} = 2,5 \pm 0,1 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$  bei exponentieller Abnahme der

Strahlung; mit 5-cm-Bleipanzern (entsprechend 60 cm Wasser) verlief die Strahlungsabnahme etwa nach dem Gesetz  $J_{(x)} = J_0 (1 - ax)$ . Andeutungen für die tägliche Periode der Höhenstrahlung auch in Seehöhe wurden bei Beobachtungen in Göttingen und Dorfmark in Hannover bei Abschirmung der Erdstrahlung gefunden. Eine zweistündige Verschiebung von Monat zu Monat zeigte sich dabei. Ref. hatte dem Verf. bereits mündlich seinen gleichen Befund mitgeteilt.

Werner Kolhörster.

**Kerr Grant.** The Constitution of the Stars. Nature 118, 373–374, 1926, Nr. 2967. Der Theorie von Eddington über das Strahlungsgleichgewicht im Innern der Sterne liegt die Annahme zugrunde, daß die Dichte, das mittlere Molekulargewicht und andere wichtige Eigenschaften sich kontinuierlich von der Oberfläche zum Mittelpunkt des Sternes hin ändern. Verf. erklärt diese Annahme für anfechtbar. Wird nämlich angenommen, daß mit zunehmender Temperatur die Atome ihrer Elektronen beraubt werden, indem sich eine Art Schalenabbau vollzieht, und besteht ein Stern im Innern vorwiegend aus einer Atomart, so sind unstetige Änderungen der Dichte an den Stellen zu erwarten, wo der Abbau einer neuen Schale einsetzt. Die Existenz solcher ihrer Elektronenschalen zum Teil beraubten Atome folgt aus den in Bestätigung einer Voraussage von Eddington festgestellten Sternen abnorm hoher Dichte. Danach liegt die Annahme nahe, daß das Zentrum leuchtender Sterne aus abgebauten Atomen besteht, die von Zonen umgeben sind, in denen sich die Atome in verschiedenen Stadien des Aufbaues befinden. Dabei könnte die Temperatur im Kern so hoch sein, daß komplexe Atomkerne aufgebaut werden und dabei Masse in Strahlung verwandelt wird. Die mittlere Temperatur, die Oberflächentemperatur und die absolute Größe des Sternes würden dann hauptsächlich von der Masse des zentralen Kernes des Sternes abhängen und sich mit seiner Änderung kontinuierlich ändern. Für verschiedene Sterne kann das Verhältnis Gesamtmasse zu Kernmasse sehr verschieden sein, also auch die Strahlung. Die Sterne beginnen ihre Existenz wahrscheinlich als Ansammlungen von Protonen und Elektronen hoher Geschwindigkeit.

Güntherschulze.

**Franz Selety.** Erwiderung auf die Bemerkungen Einsteins über meine Arbeit: „Beiträge zum kosmologischen Problem“. Ann. d. Phys. (4) 72, 58–66, 1923, Nr. 17. Verf. hat sich bei seinen Ausführungen auf die Newtonsche Mechanik beschränkt und nur innerhalb dieses Rahmens, nicht in der Auffassung der allgemeinen Relativitätstheorie, konnte davon die Rede sein, daß die Trägheit durch die Materieverteilung bestimmbar ist. Das viel weitergehende „Machsche Prinzip“ Einsteins ist im großen euklidischen Raume in der Tat nicht erfüllbar, doch ist Verf. der Meinung, daß man sich zu seinem Verzicht entschließen kann.

Lanczos.

## Geophysikalische Berichte.

**B. Gutenberg.** Lehrbuch der Geophysik. Lieferung 2, Bogen 12—25, S. 177—400, Lieferung 3, Bogen 26—38, S. 401—608. Berlin, Verlag von Gebrüder Borntraeger, 1926. Inhalt: Erdbebengeologie (Schluß); von A. Sieberg. Die physikalischen Vorgänge bei Erdbeben; von B. Gutenberg. Wasserwellen und Gezeiten; von B. Gutenberg. Bewegungen der Erdoberfläche; von B. Gutenberg. Erdmagnetismus, Erdstrom und Polarlicht; von J. Bartels. Der physikalische Aufbau des Erdkörpers; von B. Gutenberg. Geophysikalische Aufschlußmethoden; von E. A. Ansel. Erdmagnetische Aufschlußverfahren; von J. Bartels. Elektrische Aufschlußverfahren; von J. Bartels. Die Verwendung von elastischen Wellen zur Erforschung der obersten Erdschichten (Anfang); von B. Gutenberg.

*Scheel.*

**A. de Quervain und A. Piccard.** Beschreibung des 21-Tonnen-Horizontal-seismographen System de Quervain-Piccard. Anh. z. Jahresber. d. Schweiz. Erdbebendienstes 1924; Ann. d. Schweiz. Meteorol. Zentralanst., Jahrg. 1924, S. 12—21, Zürich 1926. Die Gedanken, welche für die Bauart des Instruments maßgebend waren (insbesondere deutliche Aufzeichnung der Nahbeben, Vertikalkomponente mit ähnlichen Konstanten wie bei den Horizontal-komponenten), werden angegeben, Aufstellung, Gerüst und Einzelheiten der Konstruktion erörtert und Beispiele für die vorzügliche Wirkungsweise des Instruments gegeben. Von Bedeutung ist der Hinweis, daß anscheinend oft der Beginn der Vorläufer bei Fernbeben durch sehr kurze Wellen, für die das Instrument besonders empfindlich ist, charakterisiert ist, und daß die längeren Wellen, welche normalerweise von den üblichen Instrumenten als Anfang aufgezeichnet werden, etwas später eintreffen.

*Gutenberg.*

**Arnaldo Belluigi.** Valutazione dello smorzamento nei pendoli sismografici. Lincei Rend. (6) 4, 37—42, 1926, Nr. 1/2. Der Verf. untersucht rein theoretisch die Wirkung der Dämpfung bei einem Seismographen mit großer Masse und zwei Freiheitsgraden und leitet für eine Reihe von speziellen Fällen allgemeine Ergebnisse ab.

*Gutenberg.*

**B. Kühn.** Die Bedeutung der geophysikalischen Methoden für Geologie und Bergbau. ZS. f. Geophys. 2, 342—350, 1926, Nr. 8. Der Verf. gibt in großen Zügen einen Überblick über die Probleme der reinen und angewandten Geologie, welche mit Methoden der angewandten Geophysik gefördert werden können.

*Gutenberg.*

**J. Koenigsberger.** Geophysikalische Nahemethoden zur Aufsuchung wasserführender Störungen bei Untertagemessungen. ZS. f. prakt. Geologie 34, 151—156, 1926, Nr. 10. Es werden genauere Angaben über die Ausführung von exakten geothermischen Messungen und von Zerstreuungsmessungen im Steinsalz eines Bergwerks gemacht. In der Nähe einer wasserführenden Störung war die Temperatur um etwa  $1\frac{1}{2}^{\circ}$  tiefer, die Radioaktivität, der Zerstreuungsverlust um 100 Proz. höher, der innere spezifische Widerstand um etwa ein Drittel so klein wie in größerem Abstand. Außerdem waren die Äquipotentiallinien bei der Sondenmethode von Schlumberger parallel der vermuteten Störung gerichtet und dabei von ihr weggedrängt.

*Koenigsberger.*

**Rud. Krahmann.** Die Anwendbarkeit der geophysikalischen Lagerstättenuntersuchungsverfahren, insbesondere der elektrischen

Methoden. Abhandl. z. prakt. Geol. u. Bergwirtschaftslehre **3**, 37 Abb., 40 S. Halle, Verlag W. Knapp, 1926. Mit Ausnahme der elektrischen Verfahren, die der Verf. auf Grund seiner eigenen Erfahrung an Hand von 22 Abb. darstellt und welche etwa die Hälfte des Buches einnehmen, werden die Aufschlußmethoden in ganz knapper Form, wie dies schon öfters geschehen ist, dargestellt. *Gutenberg.*

**Rud. Krahmann.** Die verschiedenen geoelektrischen Lagerstättenuntersuchungsverfahren in allgemein physikalischer Hinsicht und ihre Tiefenwirkung. S.-A. Metall u. Erz **23** (N. F. 14), Nr. 9, 1926, 8 S. Darstellung der verschiedenen Methoden. Bei Feststellung der durch eine künstliche Stromquelle erzeugten Äquipotentiallinien erhält man bei Benutzung von Suchsonden die Äquipotentiallinien an der Erdoberfläche, bei Benutzung eines Induktionsrahmens jedoch andere Kurven, welche durch den Verlauf des Stromes in der Tiefe mit beeinflußt sind. Die Richtung des Kraftlinienverlaufs konnte noch in 942 m Tiefe festgestellt werden. *Gutenberg.*

**W. Schweydar und H. Reich.** Aufzeichnungen von künstlichen Erdbeben. ZS. f. Geophys. **2**, 350—351, 1926, Nr. 8. Kurzer Bericht über Untersuchungen der durch künstliche Erschütterungen hervorgerufenen Wellen mit einem Erschütterungsmesser mit drei Komponenten. Es zeigte sich, daß auf losem Sande schon in 200 m Distanz, in Gips schon in 5,2 m Distanz die ersten Wellen steil von unten kamen: die Verf. nehmen an, daß es sich entweder nicht um reine longitudinale Wellen handelt, oder daß die oberste Schicht nicht mit-schwingt. Die Wellengeschwindigkeit war in Kummersdorf (loser Sand) 1 km/sec, in Rüdersdorf (Kalk) 4,1 km/sec. *Gutenberg.*

**H. Mothes.** Dickenmessungen von Gletschereis mit seismischen Methoden. Geol. Rundsch. **17**, 397—400, 1926, Nr. 6. Der Verf. veranstaltete auf dem Hintereisferner künstliche Sprengungen, die er in Entfernungen von 25 m bis 2 km registrierte. Aus der Laufzeit der am Boden reflektierten Wellen konnte er die Eisdicke in vorzüglicher Übereinstimmung mit direkten Messungen bestimmen. Für die longitudinalen und transversalen Wellen (Deutung nicht ganz sicher!) in Eis fand er Geschwindigkeiten von 3,4 bzw. 1,6 km/sec. *Gutenberg.*

**E. Wiechert.** Untersuchung der Erdrinde mit Hilfe von Sprengungen. Geol. Rundsch. **17**, 339—348, 1926, Nr. 5. Zur Untersuchung der obersten Erdschichten nahm Wiechert nach Vereinbarung mit einer Reihe von Steinbruchverwaltungen sowohl mit dem 2000000fach vergrößernden Pendel in Göttingen, wie mit einem 70000fach vergrößernden transportablen Erschütterungsmesser Aufzeichnungen von Sprengungen in Entfernungen von 16 bis über 200 km von der Sprengstelle auf. Es ergab sich, daß die Laufzeitkurve des ersten Haupteinsatzes geradlinig verläuft, und daß die Geschwindigkeit der entsprechenden Longitudinalwellen in der entsprechenden Schicht 5,98 km/sec beträgt. Da diese Schicht nicht bis zur Erdoberfläche reicht, beginnt die Kurve nicht im Nullpunkt. Bei ganz kurzen Sprengdistanzen werden auch Wellen aufgezeichnet, die nur in der obersten Schicht verlaufen, deren Dicke bei Göttingen etwa 2 km beträgt. Andererseits weisen weitere Einsätze von Longitudinalwellen bei großen Distanzen darauf hin, daß unter der die Haupteinsätze erzeugenden Schicht, die nach Stille das variszische Grundgebirge ist, eine Schicht mit etwas größerer Wellengeschwindigkeit folgt. Auch Reflexionen werden diskutiert. „Es scheint als ein erstrebenswertes und wohl erreichbares Ziel der experimentellen Seismik, jede Zacke, jede Welle der Seismogramme zu erklären und für die Entwirrung der Beschaffenheit der Erdrinde dienstbar zu machen.“ *Gutenberg.*



**J. Koenigsberger.** Über die Bestimmung der Mächtigkeit von Schotter- und Sandmassen. S.-A. C. R. du Congres International géologique Madrid 1926, 2 S. Mit der Drehwaage von Eötvös ist es möglich, die Mächtigkeit der Überdeckung von festen anstehenden Gesteinen durch Sand, Alluvium, Diluvium in sehr vielen Fällen genau festzustellen, und zwar für den Fall, daß man vom Rande her, wo die Überdeckung aufhört, bis zur Mitte Messungen machen kann. Der Verf. macht hierfür auf drei neue Methoden aufmerksam, von denen er zwei wenigstens in einem Falle angenähert auf ihre Brauchbarkeit prüfen konnte.

*J. Koenigsberger.*

**R. H. Tucker.** Triangulation measurements of changes of position. Bull. Seismol. Soc. Amer. 16, 170—181. 1926, Nr. 3. Bei einer eingehenden Diskussion von geodätischen Vermessungen innerhalb drei bis vier Epochen von 1855 bis 1922 im westlichen Amerika ergibt sich, daß, abgesehen von einer relativen Verschiebung längs der St. Andreasspalte im Intervall 1885 bis 1907 keine Horizontalverschiebungen festgestellt werden konnten, welche die Beobachtungsfehler überstiegen.

*Gutenberg.*

**J. Joly.** Professor Lee's Criticism of „The Surface History of the Earth“. Phil. Mag. (7) 2, 245—246, 1926, Nr. 7. Joly bemerkt, daß die Annahme einer Überhitzung durch radioaktive Wärme in bestimmten Schichten nicht eine notwendige Forderung seiner Theorie ist. Es genügt, nach Ansicht von Joly, der äußerst geringe Uran- und Thoriumgehalt der metallischen Meteoriten, um im Nickeleisenkern der Erde die für seine Theorie erforderliche sekuläre Temperaturerhöhung hervorzubringen. — Die Annahme einer 10proz. Ausdehnung der Gesteine beim Schmelzen, die Lees kritisiert, ist nach Joly nicht unbedingt nötig; 7 Proz. würden genügen, 12 Proz. seien aber beobachtet.

*Koenigsberger.*

**Ottomar Schmiedel.** Das Alter der Erde nach dem Abkühlungsprozeß. Mit 12 Abbildungen. 69 S. Berlin, Ferd. Dümmlers Verlag, 1927. Unter Berücksichtigung des Umstandes, daß das Radium und die radioaktiven Substanzen in der Erdkruste einen den Abkühlungsprozeß verlangsamenen Faktor darstellen, berechnet Verf. die Mindestzeit, die verflossen ist, seit die Erde ihre Höchsttemperatur besaß, auf 1800 Millionen Jahre, die Mindestzeit der Rindenbildung auf 800 bis 1000 Millionen Jahre, die Mindestzeit der Meeresbildung auf 300 Millionen Jahre. Ferner findet er, daß der Erddurchmesser bei Beginn der Meeresbildung 120 bis 130 km größer, bei Beginn der Rindenbildung 360 bis 400 km größer war als jetzt; daß die Abkühlung der Erde sich zurzeit auf das äußere Zehntel des Erdradius erstreckt; daß für die inneren neun Zehntel noch die Höchsttemperatur herrscht, die etwa 1700° C beträgt; daß die Temperatur in etwa 40 bis 45 km Tiefe ungefähr 1260° beträgt, daß sie also dort der Schmelztemperatur der meisten Gesteine bei normalen Druckverhältnissen entspricht.

*Scheel.*

**Otto Meissner.** Zur Isostasiefrage. S.-A. Petermanns Mitteilungen 1926, S. 261—263. Überblick über neuere Argumente für und gegen die Erklärung der Isostasie nach der Theorie von Airy bzw. Pratt. Während die Geodäten mehr zur Pratt'schen Theorie neigen, nach welcher größere Erhebungen durch geringere Dichte kompensiert sind, ziehen die Geologen mehr die Airy'sche Theorie vor, nach der die höheren „schwimmenden“ Schollen einen größeren Tiefgang haben. Der Verf. glaubt auf Grund seiner eigenen umfangreichen Untersuchungen, daß eine isostatische Ausgleichsfläche vorhanden ist, daß aber ihre Tiefe innerhalb großer Schollen je verschieden ist. Gebiete, die nicht isostatisch kompensiert sind, suchen dem Gleichgewichtszustand sich zu nähern. *Gutenberg.*



**V. Conrad.** Erdbeben, Mondphasen, Sonnenflecken. *ZS. f. Geophys.* 2, 309—311, 1926, Nr. 8. Die von O. Myrbach in der gleichen *ZS.* S. 217—222 angegebenen Häufigkeitszahlen der Erdbeben im Mondmonat zeigen Abweichungen vom Mittel, die innerhalb der bei zufälliger Verteilung zu erwartenden liegen, so daß kein Zusammenhang nachgewiesen ist, ein solcher natürlich trotzdem möglich bleibt. *Gutenberg.*

**O. Meissner.** Bemerkungen zu dem Aufsatz des Herrn O. Myrbach über den auslösenden Einfluß von Mond und Sonnenflecken auf Erdbeben. *ZS. f. Geophys.* 2, 311—314, 1926, Nr. 8. Im Gegensatz zu Conrad (vgl. vorstehendes Referat) benutzt der Verf. die nach  $a + 2b + c$  ausgeglichenen Werte und findet, daß dann die Kriterien für Realität der Perioden erfüllt sind. *Gutenberg.*

**B. Gutenberg.** Zur Frage der Laufzeitkurven. *ZS. f. Geophys.* 2, 305—309, 1926, Nr. 8. Die meisten älteren Laufzeitkurven besitzen einen kleinen systematischen Fehler, der in den von A. Mohorovičić aufgestellten Laufzeitkurven der direkten Vorläufer nicht zu erwarten ist, so daß sie zur Anwendung empfohlen werden. In einer Tabelle sind diese sowie Laufzeiten reflektierter Vorläufer des Verf. zusammengestellt. *Gutenberg.*

**Perry Byerly.** The measurement of time on seismograms. *Bull. Seismol. Soc. Amer.* 16, 194—195, 1926, Nr. 3. Da der Lichtpunkt auf dem Registrierstreifen eine gewisse Breite hat, wird als Anfang der Zeitmarkenlücken nicht die Mitte des Lichtpunktes, sondern das Ende benutzt. Beim Ausmessen von Einsätzen ist dementsprechend — entgegen dem allgemeinen Gebrauch — nicht der Eintritt der Knickstelle, sondern eine je nach dem Radius des Lichtpunktes spätere Stelle des Diagramms zu verwenden. Diese Korrektur kann nach Versuchen des Verf. bei schlechter Einstellung des Lichtpunktes über 1 Sek. (bei  $\frac{1}{10}$  Sek. Ablesangaben!) betragen. Sie gilt entsprechend auch für andere Aufzeichnungen. *Gutenberg.*

**H. Quiring.** Zwei Methoden zur Berechnung der Mächtigkeit tektonisch bewegter Regionalschollen. *Geol. Rundsch.* 17, 391—397, 1926, Nr. 6. Der Verf. kommt zu dem Ergebnis, daß angenähert Schollenmächtigkeit = lokale Pressung : Schollengefälle. Unter Annahme der beiden letzten Größen nach Beobachtungen findet er für die in der Oberkreide-Alttertiärphase schräggestellte Scholle von Münster 74 km als Schollendicke und zeigt, daß diesem Werte auch die quartäre Absenkung im Rheintalgraben entspricht. Etwa der gleiche Wert ergibt sich auch, wenn man die Gleichung Schollenmächtigkeit = halbe Grabenbreite  $\times \tan$  Böschungswinkel, die nach Beobachtungen angenähert gilt, auf den Rheintalgraben und auf den Eifelgraben anwendet. Die letzte Methode darf nur angewandt werden, wenn die Grabenbildung ungestört vor sich gehen konnte und später nicht gestört wurde. *Gutenberg.*

**F. Kossmat.** Zur Frage der isostatischen Kompensation der Gebirge und Randsenken. *Geol. Rundsch.* 17, 385—391, 1926, Nr. 6. Der Verf. wendet sich gegen die Ergebnisse, die aus den unter Voraussetzung von Isostasie berechneten Schwerestörungen gezogen worden sind, und betont, daß auch die Bouguersche Reduktion in bestimmten Fällen Vorzüge besitzt. Er weist dann noch auf die Bedeutung der Massendefizite (im Bouguerschen Sinne) bei Randsenken hin. *Gutenberg.*

**L. H. Adams und R. E. Gibson.** Die Kompressibilität des Dunits und des basaltischen Glases und ihre Beziehungen zur Zusammensetzung der Erde. Gerlands Beitr. z. Geophys. 15, 241—250, 1926, Nr. 3. Der Kompressibilitätsfaktor des Dunits (Olivinkristalle von 1 bis 2 mm Durchmesser mit 0,2 bis 0,3 Volumproz. Chromitkörnern, Dichte 3,29) ergab sich bei 2000 Mb Druck zu  $0,84 \cdot 10^{-6}$  und bei 10000 Mb Druck zu  $0,79 \cdot 10^{-6}$  pro Mb. Die Verff. extrapolieren auf 17000 Mb Druck und berechnen, daß dann bei Zimmertemperatur die Geschwindigkeit der Longitudinalwellen 8,4 km/sec sein müßte; bei höherer Temperatur ist mit etwas niedrigeren Werten zu rechnen. Die Poissonsche Konstante wurde zu 0,27 angenommen. Für Trachylit (basaltisches Glas) ergab sich der Kompressibilitätsfaktor zu  $1,45 \cdot 10^{-6}$  pro Mb, woraus als Longitudinalwellengeschwindigkeit  $v = 6,45$  km/sec folgen würde. Da die aus Erdbebenaufzeichnungen berechnete Wellengeschwindigkeit unterhalb 60 km Tiefe etwa 8,0 km/sec beträgt (bei etwa 17000 Mb Druck), schließen die Verff., daß sich unter den Kontinentalschollen kein Basalt, weder glasig noch kristallin, befinden kann, sondern nur ein ultrabasisches Gestein ähnlich dem Dunit.

*Gutenberg.*

**V. Conrad.** Schwankungen der seismischen Aktivität in verschiedenen Faltungsgebieten. Mitt. Erdbebenkomm. Wien, N.F. 63, 18 S., Wien 1926. Der Verf. untersucht die in Wien registrierten Nahbeben (Herdentfernung unter 1000 km) und findet, daß die durchschnittliche Zahl der in einem Gebiet nach einem Beben festgestellten weiteren Beben in den ersten 50 Stunden etwa exponentiell abnimmt und dann um einen mittleren Wert schwankt. Man kann daraus schließen, daß Beben, die später als 50 Stunden nach einem bestimmten Beben stattgefunden haben, nicht mehr als Nachbeben anzusehen sind. Bei der weiteren Untersuchung wurden nur solche Beben benutzt, um die Nachbeben auszuschalten. Es ergab sich, daß die tägliche Periode fast genau die gleiche Phase, jedoch eine viel kleinere Amplitude besitzt, als bei makroseismischem Material gefunden worden war, so daß dort ein subjektiver Faktor von gleicher Periode (Maximum nachts) mitspielt. Eine bestimmte jährliche Periode war nicht feststellbar. Eine solche trat erst auf, als alpine und apenninisch-dinarische Beben gesondert behandelt wurden, und zwar ergaben sich für beide Gebiete spiegelbildliche Kurven, bei denen eine halbjährliche Periode vorherrscht. Die tägliche Periode ergab sich nur wenig verschieden; die Wahrscheinlichkeit, daß die gefundene Periode reell ist, war nur im letzten Falle vorhanden. Von dem makroseismischen Material unterscheidet sich das vorliegende außer durch seine Objektivität noch durch den Umstand, daß es im Mittel von tiefer liegenden Herden herrührt, da die von solchen ausgehenden Wellen bei gleicher Bebenstärke in größerer Entfernung aufgezeichnet werden als bei flachgelegenen Herden.

*Gutenberg.*

**V. Conrad.** Die Möglichkeit einer merkwürdigen Kompensationserscheinung bei der seismischen Aktivität verschiedener Faltungsgebiete. ZS. f. Geophys. 2, 314—318, 1926, Nr. 6. Auszug aus der vorstehend referierten ausführlicheren Arbeit.

*Gutenberg.*

**Leo Wenzel Pollack.** Einige Periodogramme. ZS. f. Geophys. 2, 326—330, 1926, Nr. 8. Der Verf. weist darauf hin, daß bisher nur bei vier geophysikalischen Perioden nachgewiesen wurde, daß die Amplitude größer ist als die vierfache Expektanz: Bei der 11- bis 14-jährigen Sonnenfleckenperiode, dem täglichen und jährlichen Gang der Erdbebenhäufigkeit in Österreich (vgl. jedoch hierzu die vorstehenden Referate), dem täglichen Gang der vogtländischen Erdbeben und

bei den Polschwankungen (Chandlersche und jährliche Periode). An Hand von künstlichen Beispielen zeigt der Verf., daß es sich bei den meteorologischen Perioden (6, 8, 10, 12, 16, 18, 22 Tage) nicht um eine Wirkung ungenügenden Beobachtungsmaterials, sondern um einen Mangel an Persistenz der Perioden handelt. Die Ergebnisse von Weickmann zeigen ja in der Tat, daß eine bestimmte Periode nur eine gewisse Zeit lang vorherrscht und dann von einer anderen abgelöst werden kann. *Gutenberg.*

**K. Mack.** Einige Bemerkungen über Weltbeben und die sogenannten Wiederkehrwellen. ZS. f. Geophys. 2, 266—269, 1926, Nr. 3. Durch Kombination der Laufzeit von Oberflächenwellen, welche 1. direkt zur Station und 2. über den Gegenpunkt des Herdes gelaufen sind, kann man unter der Voraussetzung, daß die Wellen auf Großkreisen laufen (was aber nicht der Fall ist; der Ref.), zwei Gleichungen für die Geschwindigkeiten  $V_f$  im Festland und  $V_m$  im Meeresboden aufstellen. Auf Anregung des Verf. hat W. Hiller derartige Untersuchungen vorgenommen und als Mittelwerte  $V_f = 2,87$ ,  $V_m = 3,66$  km/sec erhalten. Eine ausführlichere Veröffentlichung der Ergebnisse Hillers ist angekündigt. Angaben, welche Art der Wellen und Wellen von welcher Periode benutzt wurden, fehlen in der vorliegenden Mitteilung. Bei großen Herddistanzen gibt die Beobachtung der Eintrittszeit der verschiedenen Wiederkehren der Oberflächenwellen die Möglichkeit, die Herzzeit des Bebens angenähert zu finden. *Gutenberg.*

**Harold Jeffreys.** On compressional waves in two superposed layers. Proc. Cambridge Phil. Soc. 23, 472—481, 1926, Nr. 4. Bei Beobachtungen an Nahbebenaufzeichnungen fand der Verf. zu geringe relative Amplituden bei den Longitudinalwellen. Theoretische Untersuchungen ergaben, daß die einfachen Brechungsgesetze bei Vorhandensein von zwei übereinanderliegenden, nicht-rigen Schichten nur gelten, wenn explosionsartig eine Welle in der einen erregt wird. Erfolgt die Wellenerregung jedoch mit einer endlichen Geschwindigkeit, so bildet sich in der Grenzschicht eine Welle, welche sich etwa mit der Longitudinalwellengeschwindigkeit in der unteren Schicht fortpflanzt und die später als die direkte ihre Maximalamplitude erreicht. Der Verf. sucht hiermit die Tatsache zu erklären, daß in den Seismogrammen oft einem „Auftauchen“ von Longitudinalwellen nach kurzer Zeit ein „Impuls“ folgt, doch hat das Ergebnis wohl besondere Bedeutung für die Aufzeichnungen von künstlichen Sprengungen, wo die seitherige einfache Energiebetrachtung versagt hat. Die direkte Welle wird, wie die Beobachtungen zeigen, entsprechend geschwächt. *Gutenberg.*

**A. de Quervain.** Ein Beispiel zur experimentellen Seismologie. Gerlands Beitr. z. Geophys. 15, 317—320, 1926, Nr. 3. Aus der Registrierung eines Nachbebens bei Visp, wohin nach dem Hauptstoß ein transportabler Seismograph gebracht worden war, und in Zürich ergab sich als Longitudinalwellengeschwindigkeit in den obersten Schichten zwischen Visp und Zürich  $V = 5,57$  km/sec. *Gutenberg.*

**A. de Quervain.** Herdtiefenbestimmungen aus Registrierungen von Lokalbeben durch den 21-Tonnen-Universalseismographen Quervain-Piccard. Anh. z. Jahresber. d. Schweiz. Erdbebendienstes 1924; Ann. d. Schweiz. Meteorol. Zentralanst., Jahrg. 1924, S. 21—23, Zürich 1926. Bei Aufzeichnungen von sehr nahen Beben, bei denen die Wellen fast von unten kommen, muß bei den Longitudinalwellen die Vertikalkomponente, bei den Transversalwellen die Horizontalkomponente der Bewegung relativ groß sein. Der Verf. zeigt zwei Beispiele, in denen dies der Fall war, und schließt, daß es



sich bei dem ersten und zweiten Einsatz in diesen Fällen tatsächlich um Longitudinal- und Transversalwellen handelt, was vielfach bezweifelt wurde. Die Herdtiefe ergibt sich bei beiden Beben, die vermutlich den gleichen Herd hatten, zu  $32\frac{1}{2}$  km.

*Gutenberg.*

**A. de Quervain.** Untersuchung eines Nachstoßes des großen Visper Erdbebens auf Grund der Aufstellung des transportablen Seismographen Quervain-Piccard im Epizentralgebiet. Anh. z. Jahresber. d. Schweiz. Erdbebendienstes 1924; Ann. d. Schweiz. Meteorol. Zentralanst., Jahrg. 1924, S. 23–25, Zürich 1926. Unmittelbar nach einem starken Erdbeben bei Visp am 15. April 1924 wurde dort ein transportabler Seismograph aufgestellt. Der stärkste Nachstoß am 21. April wurde sowohl von diesem wie von dem Züricher Seismographen aufgezeichnet. Unter Kombinierung der Registrierungsergebnisse findet der Verf. eine Herdtiefe von 9 km sowie 5,57 km/sec als Geschwindigkeit der Longitudinalwellen, 3,34 km/sec für die Transversalwellen zwischen Zürich und Visp.

*Gutenberg.*

**N. H. Heck.** Earthquake epicenters in the North Pacific. Bull. Seismol. Soc. Amer. 16, 182–186, 1926, Nr. 3. Hinweis auf die Häufung von Erdbebenherden an Tiefseegräben. Die Lage der letzteren müßte noch genauer festgestellt werden.

*Gutenberg.*

**J. B. Macelwane.** The Jesuit seismographic stations in the United States and Canada. — A retrospect. Bull. Seismol. Soc. Amer. 16, 187–193, 1926, Nr. 3. Die zahlreichen, von Jesuiten geleiteten Erdbebenwarten in Amerika (18 im Jahre 1910, 11 heute) wurden unter Leitung des Verf. an eine Zentrale in St. Louis angeschlossen. Kurzer historischer Abriß.

*Gutenberg.*

**H. Hergesell.** Hydrodynamische Grundgleichungen. Allgemeine Betrachtungen über die Benutzung der hydrodynamischen Grundgleichungen in der Meteorologie. Arb. Preuß. Aeronaut. Obs. Lindenberg 15, 155–162, 1926. Schon die gewöhnlichen meteorologischen Messungen liefern, streng genommen, Zeit- oder Raummittel. Außerdem setzt man in die Gleichungen oft sogar Tages- oder Jahresmittel ein, während sie streng nur für wirkliche Momentanwerte gelten. Der Verf. untersucht die Zulässigkeit dieses Verfahrens. Nach allgemeiner Herleitung des arithmetischen, geometrischen und harmonischen Mittels und ihrer Beziehungen zueinander wird zunächst die barometrische Höhenformel für  $n$  Einzelfälle aufgestellt und vereinigt. Es zeigt sich, daß diese Formel nur dann für Zeitmittel gilt, wenn beim Luftdruck das geometrische und bei der Temperatur das harmonische Mittel benutzt wird. Führt man statt deren die arithmetischen Mittel ein, so ergibt sich ein Korrektionsglied, das von der Korrelation der Luftdruck- und Temperaturreihe abhängt. Nach demselben Verfahren werden die hydrodynamischen Gleichungen und die Kontinuitätsgleichung behandelt. Bei der Vereinigung der  $n$  einzelnen Gleichungssysteme treten, wenn man das arithmetische Mittel einführt, auch hier überall Zusatzsummanden auf, die von der Korrelation zwischen den meteorologischen Elementen herrühren. Diese Korrelation pflegt allerdings so klein zu sein, daß die Korrektionsglieder vernachlässigt werden können, was Verf. für die barometrische Höhenformel an 30jährigen Mittelwerten von Stykkisholm erläutert. Zum Schluß wird hingewiesen auf eine Anwendung auf die ausgeglichene Bewegung bei Turbulenz, wobei aber die Korrekturen anscheinend ebenfalls praktisch bedeutungslos sind.

*A. Wegener.*



**Was. Shoulejkin.** Hydrodynamics of the tides in a small sea, communicating with the ocean (White Sea). Gerlands Beitr. z. Geophys. **15**, 321–346, 1926, Nr. 3. Der Verf. findet ähnlich, wie dies Defant festgestellt hatte, daß die Gezeitenbewegungen in einem mit dem Ozean in Verbindung stehenden Kanal, in diesem Falle dem Weißen Meere, in erster Linie Mitschwingungszeiten mit denen des Ozeans sind. Oberschwingungen werden besonders untersucht, ebenso einige Eigenschaften der Gezeitenströmungen sowie die Bahnen der Wasserteilchen, die in diesem Falle sehr kompliziert sind (keine Ellipsen). Es ergibt sich im übrigen befriedigende Übereinstimmung zwischen den unter Benutzung der speziellen Verhältnisse berechneten und den beobachteten Gezeitenbewegungen. *Gutenberg.*

**R. Sterneck.** Die Zerlegungs- und die Kanaltheorie der Gezeiten. ZS. f. Geophys. **2**, 319–326, 1926, Nr. 8. Der Verf. gibt eine Methode an, mit der man die Gezeiten in schmalen, kanalförmigen Meeresteilen beliebiger Länge und Krümmung ohne vereinfachende Annahmen berechnen kann. Eine Anwendung auf den Baikalsee und die Adria ergab gute Übereinstimmung zwischen theoretisch berechneten und beobachteten Werten. *Gutenberg.*

**W. Salomon.** Die Rehbockschen Wasserwalzen und ihre Bedeutung für die Erosion und Akkumulation. Geol. Rundsch. **17**, 418–427, 1926, Nr. 6. Hinweis auf die Bedeutung der von Rehbock im Flußbaulaboratorium in Karlsruhe untersuchten Wirbelbildung in Flußmodellen. *Gutenberg.*

**B. Gutenberg.** Der Aufbau der Atmosphäre. Meteorol. ZS. **43**, 427–430, 1926, Nr. 11. In der Formel, welche die Partialdrucke für die einzelnen Bestandteile der Atmosphäre aus den Drucken am Boden zu berechnen gestattet, kommt das Produkt aus Temperatur in den verschiedenen Höhen und dem Wärmeausdehnungskoeffizienten vor. Beide, besonders erstere, sind nicht genau bekannt. Dieses Produkt wird nun durch einen Ausdruck ersetzt, in dem die aus Explosionsbeobachtungen bis zu 70 km Höhe abgeleitete Schallgeschwindigkeit vorkommt. Der Verf. findet folgende Werte:

Höhe km	Druck mm Hg	Volumprozent von				Temperatur <i>T</i>
		Stickstoff	Sauerstoff	Helium	Wasserstoff	
30	7,5	89	11	0	0	215
40	1,9	91	9	0	0	270
50	0,6	91	8	$\frac{1}{2}$	1	290
60	0,2	90	7	1	2	310
70	0,09	86	6	2	6	(330)
80	0,03	79	4	4	13	} Sehr unsichert
90	0,01	65	3	8	24	
100	0,006	40	2	13	45	

Die Verteilung der Gase in den Höhen über 60 km hängt sehr wesentlich von dem Anteil ab, den man für Wasserstoff und Helium an der Erdoberfläche annimmt (in der Tabelle 0,0001 bzw. 0,0004 Proz.). Die berechneten Werte für *T* stimmen trotz der Unsicherheit der Voraussetzungen gut zu den von Lindemann und Dobson auf anderem Wege gefundenen. Die Vegardsche Polarlichttheorie wäre hiernach nicht richtig, die Bedingungen für das Entstehen der Polarlichtlinie nach McLennan und Shrum sind dagegen gegeben. *Gutenberg.*

**B. Gutenberg.** Die Entstehung der anormalen Schallzonen bei Explosionen. *ZS. f. Geophys.* 2, 260—266, 1926, Nr. 7. Es wird eine Übersicht über die verschiedenen Versuche zur Erklärung der anormalen Schallzonen gegeben. Nach unseren derzeitigen Kenntnissen kommt nur eine Temperaturzunahme, die in etwa 30 bis 35 km Höhe beginnt, für die in der Höhe ansteigende Schallgeschwindigkeit in Frage. Die Beobachtungsergebnisse stehen in Einklang mit den dann zu erwartenden Schallerscheinungen. *Gutenberg.*

**J. Koenigsberger.** Veränderung des Erdfeldes durch Einlagerungen von abnormaler Suszeptibilität in der Erdkruste. *ZS. f. Geophys.* 2, 169—171, 1926, Nr. 5. Das magnetische Potential wird aus dem Differentialquotienten des Gravitationspotentials exakt ermittelt, wenn der betreffende Körper von einer Fläche zweiten oder niederen Grades begrenzt ist, aber nicht, wie neuerdings mehrfach angenommen wurde, wenn die begrenzenden Oberflächen aus Stücken von solchen Flächen oder aus Flächen höheren Grades bestehen. — Zur Berechnung der Induktionswirkungen in der Natur bleibt der praktisch meist ausreichende Weg, die Einlagerungen, deren Suszeptibilität von der ihrer Umgebung abweicht, als Ellipsoide (speziell Rotationsellipsoide), Zylinder oder als Summe von solchen aufzufassen. — Die Permeabilität der Gesteine ist nur so weit merklich von Null verschieden, als in ihnen stark eisenhaltige Mineralkörner, vor allem Magnetit, vorkommen. Diese Körner haben häufig einen remanenten Magnetismus beim Erstarren erhalten und nicht verloren: die Induktionswirkung lagert sich darüber. Ob ihr remanenter Magnetismus sich nach außen geltend macht oder ob er sich durch Unordnung im Mittel aufhebt, hängt von der geologischen Geschichte des Gesteins ab. *Koenigsberger.*

**H. Reich.** Magnetische Anomalien des Carbons. *ZS. f. Geophys.* 2, 272—277, 1926, Nr. 7. Über den Carbonmulden Mitteleuropas ergeben sich im allgemeinen Minima der Intensität des Erdmagnetismus. Der Verf. nimmt an, daß diese im allgemeinen geringere Suszeptibilität besitzen als ihre Umgebung. Umgekehrt kann man aus dem magnetischen Verhalten eines derartigen Gebiets Schlüsse auf den Aufbau des tieferen Untergrundes ziehen. *Gutenberg.*

**P. L. Mercanton.** Magnétisme terrestre et aimantation des laves. *Bull. soc. vaud.* 56, 179, 1926, Nr. 217. Die Laven, die in verschiedenen geologischen Epochen und in verschiedenen Erdgegenden erstarrt sind, zeigen völlig verschiedene Wirkung auf die Magnetnadel. Die Inklination betrug z. B. über tertiärem Basalt in Grönland 53° S, über jüngerem Basalt in Jan Mayen dagegen 82° N; andererseits über tertiärem Basalt in Queensland 65° N. Einzelheiten über den Weg, auf dem diese Ergebnisse erhalten wurden, fehlen. Weitere Untersuchungen auf diesem Gebiet sind sehr wünschenswert. *Gutenberg.*

**Rud. Krahmann.** Magnetische Untersuchungen im Habichtswald bei Kassel als Ergänzung der geologischen Kartierung. *ZS. f. prakt. Geologie* 34, 11—14, 1926, Nr. 1. Ein Vergleich zwischen der magnetischen und der geologischen Karte läßt den Einfluß der tieferen Schichten erkennen. *Gutenberg.*

**A. Gockel.** Sur les origines des variations du champ électrique terrestre. *Arch. sc. phys. et nat.* (5) 8, 147—148, 1926, Mai/Juni. [*C. R. soc. suisse de phys.* Basel 1926.] Der Verf. wirft die Frage auf, ob der von Bauer aufgedeckte Zusammenhang zwischen Sonnenflecken und Potentialgefälle ein direkter ist, durch Transport von Ladungen zur Erde, oder ein indirekter, durch

die Beeinflussung der meteorologischen Verhältnisse. Der Verf. lehnt den indirekten Einfluß ab und meint, daß die Einwirkung der Sonnenflecken darin besteht, daß durch die Korpuskularstrahlung der Sonne direkt der vertikale Leitungsstrom Luft—Erde und mittelbar dadurch das Potentialgefälle beeinflußt wird.

H. Benndorf.

**H. Benndorf.** Zur Raumladungsmessung in der freien Atmosphäre. Phys. ZS. 27, 576—578, 1926, Nr. 17. Es wird auf eine bisher unbeachtete Fehlerquelle bei Raumladungsmessungen nach der Käfigmethode aufmerksam gemacht, die darin besteht, daß zwischen Sonde und Drahtnetz eine Kontaktpotentialdifferenz vorhanden sein kann, auch wenn keine Raumladung da ist. Es wird wahrscheinlich gemacht, daß die auffallenden und von den Beobachtungen nach anderen Methoden stark abweichenden Werte, die in Potsdam und Davos nach der Käfigmethode gefunden wurden, ihre Ursache in dem Vorhandensein dieser Fehlerquelle haben. Es werden Vorschläge zur Beseitigung dieser Fehlerquelle gemacht.

H. Benndorf.

**S. Chapman, Henry Jackson, W. H. Eccles.** The electrical state of the upper atmosphere. Nature 117, 454—456, 1926, Nr. 2943. Auszug aus Mitteilungen der genannten Autoren in der Diskussion über den Zustand der obersten atmosphärischen Schichten in der Sitzung der Royal Society in London am 4. März 1926 [s. Proc. Roy. Soc. London (A) 111, 1—13, 1926]. V. F. Hess.

**Henry E. Armstrong.** Ozone and the upper atmosphere. Nature 117, 452, 1926, Nr. 2943. Verf. ist der Ansicht, daß die Bildung von Ozon aus Sauerstoff unter Einwirkung von ultravioletem Lichte kein einfacher Vorgang sei. Er bezieht sich auf eine frühere eigene Mitteilung, „Katalyse und Oxydation“ (Nature, 22. August 1925, S. 294), in welcher die Ozonbildung als reversibler Vorgang in komplexen Systemen behandelt wird. Es sei wohl anzunehmen, daß in der oberen Stratosphäre Bedingungen vorherrschen, unter denen die Ozonansammlung beim Höhersteigen der Sonne ziemlich langsam vor sich geht. Denn nur dann wäre es zu verstehen, daß die Rückbildung des Ozons in Sauerstoff den größten Teil der Nacht über dauern könne.

V. F. Hess.

**Rose Stoppel.** Beitrag zum Problem der Leitfähigkeit der Atmosphäre. Phys. ZS. 27, 755—761, 1926, Nr. 23. Die Verf. hat in der Fortsetzung früherer Untersuchungen (Gött. Nachr. 1919) die Leitfähigkeit in abgeschlossenen Räumen, und zwar in einem Keller des botanischen Instituts in Hamburg und in einem verdunkelten Zimmer eines Hauses in Akureyri (Nordisland) durch zwei Jahre mittels Benndorfelektrometer in einstündigen Intervallen registriert. Der schon früher gefundene tägliche Gang mit einem steilen Hauptmaximum morgens zwischen 4 und 6 Uhr (nach Ortszeit) wird an beiden Orten bestätigt, in Übereinstimmung mit den Messungen nach Schlenck in Innsbruck. Die zahlreichen reproduzierten Registrierkurven zeigen unter Tags, besonders im Winter, ziemlich ruhigen Gang, ein zweites Maximum tritt nachmittags auf. Im Winter sind die absoluten Werte in Hamburg niedrig ( $0,5$  bis  $3,4 \cdot 10^{-4}$  elektrost. Einh.), im Mai steigen die Werte stark an ( $3$  bis  $9 \cdot 10^{-4}$ ), von August an sinken sie wieder. Beziehungen zu Temperatur, Luftdruck und Feuchtigkeit sind bei diesen Messungen in geschlossenen Räumen nicht erkennbar. In Island wurde in Nächten, in welchen Nordlicht auftrat, starke Verringerung der Leitfähigkeit festgestellt. Dies alles deutet darauf hin, daß für die Schwankungen der Leitfähigkeit ein bisher nicht näher bekannter, vermutlich kosmischer Einfluß maßgebend ist, von dem die Verf. vermutet, daß er auch physiologisch wirkt.

V. F. Hess.



**François Béhounek.** Sur une nouvelle méthode de dosage du radon contenu dans l'atmosphère. Journ. de phys. et le Radium (6) 6, 397—400, 1925, Nr. 12. Das Verfahren des Verf. ist prinzipiell nicht neu, sondern nur eine Verbesserung der Absorptionsmethode von Maché und Hofmann (Phys. ZS. 6, 337, 1905): er benutzt die bekannte Eigenschaft des Schwefelkohlenstoffs, Radiumemanation bei tiefer Temperatur stark zu absorbieren zur Anreicherung der in bekannten Luftmengen enthaltenen Emanation. Die Löslichkeit der Emanation bei  $-80^{\circ}\text{C}$  in  $\text{CS}_2$  ist etwa 16mal so groß als bei  $+18^{\circ}\text{C}$ . In einer sehr sinnreichen und zweckmäßig zusammengestellten Versuchsanordnung wird nun zuerst die Luft aus zwei je 75 Liter atmosphärischer Luft enthaltenden Gefäßen in einem Zirkulationsstrom durch zwei Waschflaschen mit  $\text{CS}_2$  bei  $-80^{\circ}$  durchgetrieben. Die darin absorbierte Emanation wird nachher bei Zimmertemperatur in ein evakuiertes Ionisationsgefäß übergeleitet. Durch Vergleich mit bekannten Emanationsmengen (aus Normallösungen) wurde festgestellt, daß hierbei unter den vorliegenden Versuchsbedingungen 86 Proz. der absorbierten Emanationsmengen zur Messung gelangen. — Resultate von Messungen an atmosphärischer Luft wurden noch nicht mitgeteilt. Die Methode hat den Vorteil, daß die ganze Anordnung leicht transportabel ist und daß die zur Absorption erforderliche Aspirations- bzw. Zirkulationszeit nur 10 Minuten beträgt. Verf. schätzt die erreichte Genauigkeit auf 3 Proz. V. F. Hess.

**C. Chree.** The Recurrence of Magnetic Storms. Nature 118, 335—336, 1926, Nr. 2966. H. Deslandres (s. Phys. Ber. 7, 1526, 1926) hat durch Untersuchung der starken und kurz verlaufenden magnetischen Gewitter in den sonnenfleckenreichen Jahren 1925, 1926 und 1882 die Überzeugung gewonnen, daß eine Periodizität bestehe, die einem Sechstel oder Vielfachen eines Sechstels der Sonnenrotationsdauer ( $27\frac{1}{4}$  Tage) entsprechen. Verf. hat daraufhin an den Daten des Observatoriums Kew bei London für die Jahre 1890 bis 1900, 1906 bis 1911 und 1920 bis 1924 die Deslandressche Hypothese nachgeprüft und kommt zu dem Ergebnis, daß eine solche Periodizität nicht bestehe. V. F. Hess.

**L. W. Austin.** Direction determinations of atmospheric disturbances on the Isthmus of Panama. Journ. Washington Acad. 16, 457—460, 1926, Nr. 17. Man weiß, daß atmosphärische Störungen eher über festem Lande als über dem Meere entstehen, man weiß auch, daß die Quellen tropischer Störungen der Sonne auf ihrem Wege auf der Ekliptik von der nördlichen zur südlichen Hemisphäre zu folgen scheinen. Es war daher zu erwarten, daß die atmosphärischen Störungen in Panama ( $10^{\circ}$  nördl. Br.) während des Winters hauptsächlich aus dem Innern Südamerikas, im Sommer aber aus Zentralamerika und Mexiko kommen würden. Für die Regenzeit erwartete man außerdem lokale Störungen aus dem Gebiet des niedrigen Bergzuges auf dem Isthmus, deren Einfluß nicht zu übersehen war. Diese Annahmen wurden an den beiden Enden des Kanals in Balboa und Colon mit 14 und 20 km Wellen teils vom Verf., teils vom Personal der Stationen geprüft. Die Meßmethode blieb die gleiche (diese Ber. 5, 113, 1924); sie wird in der vorliegenden Arbeit durch Diagramme veranschaulicht. Ein Zwischenkreis enthält für den gerichteten Empfang eine Rahmenantenne von  $2\frac{1}{2}$  m Länge mit 48 Windungen. Durch Drehung werden erst die Stellen maximaler und minimaler Störung ermittelt, dann als Verfeinerung unter stetigem, durch einen Umschalter bewirkten Wechsel der Richtung des von der Hauptantenne dem Zwischenkreis zugeführten Stromes, die beiden dazu senkrechten Lagen, bei denen das Störungsgeräusch in gleicher Weise geschwächt war. Die Resultate bestätigen im ganzen die Vorhersage.



In der trockenen Zeit, bis Anfang April, kommen die Störungen aus den hohen Anden in Nord-Kolumbia. In der Regenzeit überwiegen, insbesondere für das am Südende des Kanals gelegene Balboa, die benachbarten lokalen Störungen, während Colon von ihnen weniger beeinflusst wird, weil hier die lokalen und die Fernstörungen ungefähr in die gleiche Richtung fallen. *Wachsmuth.*

**L. W. Austin.** Direction determinations of atmospheric disturbances on the Isthmus of Panama. Proc. Inst. Radio Eng. 14, 373—376, 1926, Nr. 3. Verf. berichtet über Richtungsmessungen atmosphärischer Störungen, die in den amerikanischen Marineempfangsstationen in Balboa und Colon an den beiden Enden des Panamakanals von Februar bis November 1925 gemacht wurden. Gemessen wurde mit einem vertikalen Rahmen, der auf die Wellen 14000 und 20000 m abgestimmt wurde, in Verbindung mit einer Vertikalantenne.

*F. A. Fischer.*

**Paul Duckert.** Über einige Zusammenhänge zwischen der Wetterlage und der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen. Arb. Preuß. Aeronaut. Obs. Lindenbergl 15, 292—296, 1926. Die Abhandlung ist eine vorläufige Mitteilung über eine im Gange befindliche größere Untersuchung besonderer Störungen des funktetelegraphischen Empfangs, nämlich der Störungen, die in Grenzgebieten warmer und kalter Luftmassen zwischen Sender und Empfänger ihren Ursprung haben. Verf. unterscheidet diese verhältnismäßig langdauernden Lautstärkeänderungen im Empfang als „sekundäre Störungen“ von den gewöhnlichen (meist kurzperiodischen) „primären Störungen“. Schon Herath hat aus Lautstärkemessungen Wiedenholfs den Satz ableiten können: „Gleitflächen, welche zwischen Sender und Empfänger liegen, vermindern die übermittelte Energie, während solche, die über dem Sender liegen, die Empfangsenergie erhöhen.“ Verf. beobachtete, daß, wenn eine größere Warmluftmasse über den Empfangsort zieht, die Empfangslautstärke etwa 10 Minuten lang sehr verringert ist. Er nennt solche Störungsmassen (vielleicht nicht sehr glücklich) „Okklusionen“. Ist diese „Okklusion“ langgestreckt und fällt ihre Längsrichtung mit der Empfangsrichtung zusammen, so wird die Reduktion der Empfangslautstärke am stärksten und dauert am längsten (oft einige Stunden). Bewegt sich die abgehobene Warmluftmasse senkrecht zur Empfangsrichtung, so tritt eine kurzperiodische Beeinflussung ein, und zwar Stärkung oder Schwächung der Lautstärke, je nachdem die tiefsten Gebiete der „Okklusion“ in der Nähe des Senders oder des Empfängers liegen. Es ist also zu vermuten, daß gewisse Arten des „Fading“-Effektes auf Ursachen dieser Art, nicht auf Interferenz elektrischer Wellen zurückzuführen sind, wie auch Hergesell in dem einleitenden Bericht des oben zitierten XV. Bandes der Mitteilungen des Aeron. Obs. S. XII bemerkt. Die angeführten Beeinflussungen werden zum Schluß an einigen typischen Beispielen praktisch erläutert. Es wurde auch bemerkt, daß das Gebiet der kürzeren Wellen stärker beeinflusst wird. Es besteht die Hoffnung, nun umgekehrt aus Beobachtungen der Empfangslautstärke aus mehreren Richtungen die Existenz und die Zugrichtung von Warmluftmassen in höheren Luftschichten zu erschließen.

*V. F. Hess.*

**Paul Duckert.** Einiges über atmosphärische Störungen der elektromagnetischen Energieübertragung. Arb. Preuß. Aeronaut. Obs. Lindenbergl 15, 297—305, 1926. Verf. unternimmt eine Berechnung der resultierenden Feldstärken der atmosphärischen Störungen am Empfangsort unter der Voraussetzung, daß die störenden Kräfte durch ein oder eine endliche Summe von Fourierschen Integralen darstellbar sind und daß die Störung als gedämpfte

Schwingung aufgefaßt werden kann, wobei weiter die Dämpfung wesentlich größer angenommen wird als die des Empfangskreises (letztere genügend klein zu halten, ist ja stets möglich). Es wird hierauf das Verhältnis der Feldstärke des Signals zur Feldstärke der Störung am Empfangsort berechnet, das als Empfangsgüte bezeichnet wird. Die Rechnung ergibt, daß diese Empfangsgüte im wesentlichen von der Dämpfung des Empfangskreises abhängt und natürlich von der Intensität der Störung in dem Wellenbereich, auf den der Empfangskreis abgestimmt ist. — Die vom Verf. unternommenen Messungen beruhen auf Schätzung der Lautstärke der Störungen nach dem Parallel-Ohmverfahren an drei auf verschiedene Wellenlängen abstimmbaren Empfangsgeräten. Es ergibt sich ein starkes Zunehmen der Störungsintensität mit der Wellenlänge bis nach Mittag. Gegen Abend ist dann eine Abnahme der Störungsintensität mit der Wellenlänge bemerkbar. Der hierbei gemeinte Wellenbereich liegt zwischen 600 und 16000 m. Bei den ganz kurzen Wellen liegen die Verhältnisse anders: Zwischen 8 Uhr vormittags und 8 Uhr nachmittags ist (im Frühling) die Störungsintensität im Bereich von 25 bis 100 m Wellenlänge fast konstant. Erst in der Nacht sind bei den ganz kurzen Wellen die Störungsintensitäten kleiner. Eine Ausprobierung der vielen bekannten Anti-störungsschaltungen zeigte, daß keine derselben wesentliche Besserung bringt. Das häufig gerühmte Gegenschalten der Effekte zweier wenig differierender Abstimmegebilde ist ebenso wenig wirksam, da es mit der Verminderung der Störungsintensität auch eine proportionale Verminderung der Signalstärke im Empfangsgerät bewirkt. Zum Schluß erwähnt Verf., daß er hinsichtlich des Antenneneinflusses auf die Empfangsgeräte (im oben definierten Sinne) zu einem ebenso negativen Ergebnis gelangt sei wie A. Koerts. *V. F. Hess.*

**P. Duckert.** Atmosphärische Störungen der Radiopeilung. Mitt. Aeron. Obs. Lindenberg 1926, S. 55—57, Juli. Verf. hat den Einfluß markanter atmosphärischer Erscheinungen, wie Böen und Nebelzonen, auf die Peilrichtung untersucht. Gemessen wurde mit einem Telefunkenlandpeiler. Die Genauigkeit des Gerätes war  $\pm 3^\circ$ . Es wurde irgend eine gerade arbeitende Welle längere Zeit hindurch beobachtet, und zwar an Tagen, an denen Abweichungen durch meteorologische Zustände zu erwarten waren. Verf. gibt an, daß seine Winkelangaben durch örtliche Störungen um 6 bis  $7^\circ$  gefälscht sein können. — Beim Durchgang einer Bö wurde eine Abweichung von  $71,5^\circ$  von der geographischen Peilung beobachtet. Sie dauerte unter sprunghafter Änderung des Winkels beinahe 10 Minuten an. Störungen in annähernd gleicher Stärke wurden vom Verf. des öfteren festgestellt. Auch bei entfernteren Böen wurden Abweichungen bis zu 8 bis  $9^\circ$  gemessen. (Es fehlt leider überall die Angabe der Wellenlänge. Der Ref.) Verf. glaubt, daß die Feuchtigkeit in der Höhe den entscheidendsten Einfluß ausübt. Bodennebel verwischt das Minimum, beeinflußt aber sonst die Peilung nicht merklich. Ein schwerer abgehobener Nebel von großer Mächtigkeit dagegen kann zu beträchtlichen Störungen Anlaß geben. Die größte bei Nebel beobachtete Mißweisung betrug  $14^\circ$ . — Weitere Einzelheiten und Besprechung von speziellen Beispielen sollen in Bd. 16 der Arbeiten des Preussischen Aeronautischen Observatoriums Lindenberg ausführlich publiziert werden. *F. A. Fischer.*

**R. L. Smith-Rose and R. H. Barfield.** The cause and elimination of night errors in radio direction-finding. Journ. Inst. Electr. Eng. 64, 831—843, 1926, Nr. 356. Die Verff. nehmen an, daß die mit einem Peilrahmen festgestellten nächtlichen Richtungsschwankungen in der Hauptsache nicht durch Veränderungen der Fortpflanzungsrichtung verursacht sind, sondern dadurch entstehen, daß zu

der eigentlichen Oberflächenwelle noch eine aus den oberen Schichten der Atmosphäre kommende Welle hinzutritt, die derart polarisiert ist, daß ihr elektrischer Vektor stets in einer horizontalen Ebene liegt. Wenn diese Annahme zu Recht besteht, muß eine Antennenanordnung, die auf einen horizontalen elektrischen Vektor nicht reagiert, zu einer Elimination des Nachteffektes führen. Die Verfasser benutzen eine verbesserte Ausführung einer schon von F. Adcock angegebenen Gonioniererkombination aus vier Vertikalantennen mit großem Erfolg. Es werden Beobachtungen an Rundfunkwellen (386 und 353 m) mitgeteilt, bei denen die am Adcocksystem beobachteten Ausschläge bedeutend geringer als die gleichzeitig mit einer Rahmenantenne festgestellten sind. In einem Beispiel waren die Ausschläge bei der Rahmenantenne im Mittel  $50^\circ$  und gingen bis zu  $175^\circ$ , während die Maximalausschläge des Adcocksystems etwa  $7^\circ$  waren. Außer zur Elimination des Nachteffektes dient das beschriebene Verfahren auch zur Elimination der Fehler beim Peilen eines Flugzeuges. Bemerkenswert ist, daß die mit dem Adcocksystem beobachteten Fadings von der gleichen Größenordnung sind, wie die mit dem einfachen Rahmen beobachteten, woraus die Verff. schließen, daß die Fadings hauptsächlich durch Intensitätsschwankungen der vertikalen elektrischen Komponente der ankommenden Welle verursacht sind.

*F. A. Fischer.*

**Harold Jeffreys.** The earth's thermal history, and some related problems. Geol. Mag. 63, 516—525, 1926, Nr. 749. Nach einer Kritik verschiedener Ansichten, die sich unter anderem gegen die Möglichkeit von periodischer Erwärmung und Abkühlung der Erdkruste nach Joly wendet, weist der Verf. auf die Möglichkeit hin, daß die Ozeanböden durch eine dünne Syenitschicht gebildet werden. Neue Untersuchungen des Verf. über die Fortpflanzung der Erdbebenwellen haben bestätigt, daß die Kontinente eine obere Schicht besitzen, in der die Wellengeschwindigkeit mit  $5,6 \pm 0,1$  km/sec beginnt, während diese in der unteren  $7,8 \pm 0,1$  km/sec beträgt. Letzterer Wert entspricht etwa dem Dunit. In einzelnen Fällen konnte eine Zweiteilung der obersten Schicht festgestellt werden, in deren unterem Teil die Wellengeschwindigkeit  $6,2 \pm 0,1$  km/sec war, etwa glasigem Basalt entsprechend. Die Dicke der Schichten war nicht genau feststellbar; abgesehen von systematischen Unsicherheiten ergab sich für die obere Granitschicht  $12 \pm 4$  km und für die darunter liegende Basaltschicht  $20 \pm 4$  km. Die erstere Zahl wurde auch nach anderen Methoden gefunden. Die gesamte Schichtdicke bleibt mit 32 km erheblich unter dem seither festgestellten Werte von 55 km zurück. Zum Schluß sucht der Verf. die Beschränkung radioaktiver Substanzen auf die obersten Erdschichten aus den chemischen Vorgängen bei deren Bildung zu erklären.

*Gutenberg.*

**G. Hoffmann.** Intensität und Durchdringungsvermögen der Höhenstrahlung im Meeresniveau. Naturwissensch. 14, 1004, 1926, Nr. 45. Verf. hatte bereits in einer Zuschrift an die Naturwissensch. 14, 622, 1926 und ferner in den Ann. d. Phys. 80, 779, 1926 Mitteilung davon gemacht, daß es ihm nunmehr gelungen sei, die Höhenstrahlung auch bei Bleiabsorption im Meeresniveau nachzuweisen. Allerdings blieb die Größe der Strahlungsintensität noch unsicher. Ergänzende Beobachtungen zusammen mit E. Steinke unter Verwendung eines transportablen Instrumentariums ergaben nunmehr, daß die Intensität der Höhenstrahlung in Blei im Meeresniveau zu etwa  $0,5 J$  anzunehmen ist. Ihr Durchdringungsvermögen ist hier so groß, daß erst 70 cm Bleipanzern die Strahlung auf die Hälfte herabzusetzen vermögen. Die Messungen wurden in einem Raume vorgenommen, der durch 9 m dicke Erd- und Beton-



schichten gegen Höhenstrahlung abgeschirmt war, während der Apparat gegen die Erdstrahlung durch 10 cm dicke Bleischichten geschützt wurde. Zur Berechnung wurde angenommen, daß die Decke (Erde und Beton) ein Bleiäquivalent von 1,9 m habe, wodurch die Höhenstrahlung annähernd vollständig absorbiert würde. Der Absorptionskoeffizient der Strahlung liegt noch etwa 50 Proz. oberhalb der vom Ref. und Millikan ermittelten Höchstwerte. Hierdurch wird die Diskrepanz zwischen den Gletschermessungen und denen des Verf. beseitigt.

Werner Kolhörster.

**Konrad Büttner.** Versuche über die durchdringende Strahlung. (Dritte vorläufige Mitteilung.) Messung der Höhenstrahlung in den Alpen. ZS. f. Geophys. 2, 291, 1926. Die Intensität der Höhenstrahlung im Gebirge ist ebenso groß, wie sie in freier Luft im Ballon und Flugzeug für die gleiche Höhenlage gefunden wurde. Es zeigt sich deutlich eine tägliche Periode, deren Maxima zu Ende August etwa um 3, 9, 17 Uhr eintreten. Der Massenabsorptionskoeffizient der Höhenstrahlung für Blei nimmt stark mit abnehmender Strahlungsintensität ab, und zwar von 12,4 bis  $1 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ .

Werner Kolhörster.

**R. A. Millikan and R. M. Otis.** High frequency rays of cosmic origin. II. Mountain peak and air-plane observations. Phys. Rev. (2) 27, 645—658, 1926, Nr. 6. Versuche über die Absorption der Höhenstrahlung auf dem Pikes Peak und Withney und über ihre Höhenverteilung in Luftfahrzeugen aus den Sommern 1922 und 1923 werden nunmehr nach drei Jahren genauer veröffentlicht. Wegen der Temperaturabhängigkeit ihrer früheren Instrumente wurde ein neues Elektroskop gebaut, das den Instrumenten Kolhörster I bzw. III entspricht. Die zylindrischen Wandungen des Ionisationsgefäßes, dessen Inhalt 1893 cm<sup>3</sup> beträgt, bestehen aus Messingrohr von 1,7 bis 1,8 mm Dicke, der Boden aus 5 mm Messing, der Deckel und Kopf aus Zink. Zum Trocknen der Füllluft diente Phosphorpentoxyd (!). Das Elektrometer, Kapazität 1,32 cm, soll temperaturunempfindlich sein, doch dürften noch manche Fehlerquellen nicht vermieden sein, wie weitere Angaben vermuten lassen. Otis machte Fesselballonaufstiege bis 2000 m in Ross-Field bei Pasadena und Flugzeugaufstiege in Marsh-Field und Rockwell-Field (bei Riverside und San Diego) bis 5200 m. Als Differenzen über Boden wurden gefunden:

500 m . . .	— 2,1 J	2500 m . . .	— 0,1 J
760 m . . .	— 2,7 J	3400 m . . .	+ 2,4 J
1200 m . . .	— 2,7 J	4200 m . . .	+ 4,6 J
1750 m . . .	— 1,9 J	5200 m . . .	+ 7,4 J

Die Genauigkeit ist durch die nur halbstündige Beobachtungszeit beschränkt, die Übereinstimmung mit den zehn Jahre früheren europäischen Beobachtungen wird festgestellt. — Am Withney (4130 m) und Pikes Peak (4300 m) wurde keine Abhängigkeit von der Tageszeit gefunden. Allerdings machen auch Schwankungen bis 2,4 J das unmöglich. Messungen am Withney über Granit werden als unsicher bezeichnet wegen der unbekannten Felsstrahlung. Am Pikes Peak zeigte sich kein Unterschied in der Richtung, die meiste Strahlung trat seitwärts in den Ionisationszylinder ein. (Die Seitenwände sind am dünnsten und haben die größte Oberfläche.) Im Freien war die Ionisation am Pikes Peak größer als im Gebäude, umgekehrt wie in Pasadena. — Die weiteren Rechnungen müssen im Original nachgelesen werden. Sie ergeben aus den dort angeführten Zahlenkombinationen einen Absorptionskoeffizienten von  $\mu_{\text{H}_2\text{O}} = 3,1 \text{ m}^{-1}$ , der also nur wenig härter ist als der für die  $\gamma$ -Strahlen von RaC bzw. ThD. Danach wäre der größte Teil der am Pikes Peak beobachteten Ionisation auf lokalen Ursprung



zurückgeführt. Bestärkt wird diese Ansicht durch die Beobachtungen bei Schneesturm. Etwa vier Stunden nach Beginn des Sturmes trat eine etwa 8 Proz. betragende Strahlungsabnahme ein, die noch länger andauerte (wie lange?). Das Instrument, im Gebäude beobachtet, blieb unter konstanter Temperatur, aber die Abweichungen unter den einzelnen Beobachtungen waren doch so groß, daß „etwas größere Beobachtungs- oder Instrumentalfehler als sonst anzunehmen sind“. Das Ergebnis würde, „falls es korrekt ist“, offenbar ebenfalls fordern, daß die Strahlen vollständig lokalen Ursprungs sind. — Schließlich beschäftigen sich die Verff. noch mit den früheren Ergebnissen des Ref. bei Zinkgefäßen und berechnen die danach zu erwartende Zunahme für ihr bleigeschirmtes Instrument zu 3,4 *J*, während sie Werte von 2,13 bis 2,9 *J* gefunden haben, was sie als durchaus unvereinbar mit dessen Ergebnissen halten. Man wird sich erinnern, daß Millikan bereits Anfang 1926, also noch vor Veröffentlichung der hier besprochenen Arbeit, die beanstandeten Ergebnisse des Ref. bestens bestätigte (Proc. Nat. Acad. Amer. 12, 48, 1926).

Werner Kolhörster.

**L. Myssowsky und L. Tuwim.** Unregelmäßige Intensitätsschwankungen der Höhenstrahlung in geringer Seehöhe. ZS. f. Phys. 39, 146—150, 1926, Nr. 2/3. Verff. berichten über Beobachtungen, die sie mit einem Strahlungsapparat Kolhörster III in Petersburg ausgeführt haben, um die unregelmäßigen Schwankungen der Höhenstrahlung zu beobachten. In einem Arme der Newa am östlichen Ende der Insel Krestowski wurde an einer 9 m vom Ufer entfernten Stelle das Instrument an einem Floße aufgehangen und bei einer Wassertiefe von 4,7 m auf 102 cm unter die Oberfläche versenkt. Die Wassertemperatur betrug 8 bis 10°. Ablesung in Zwischenräumen von 4 bis 6 Stunden wurden an acht Tagen im Mai und Juni 1926 ausgeführt und sind in untenstehender Tabelle wiedergegeben, die auch die Mittelwerte des auf Null reduzierten Luftdrucks enthält. Danach ergibt sich für die relative Größe der Intensitätsschwankung auf 1 mm Luftdruckänderung 0,7 Proz., ein Wert von derselben Größenordnung, wie er vorher errechnet worden ist (0,47 Proz. von rund 2 *J*). Da sich ferner entgegengesetztes Verhalten zwischen mittlerem Barometerstand und Intensität der Höhenstrahlung zeigt, so werden die Luftdruckschwankungen als Grund für die unregelmäßigen Schwankungen der Höhenstrahlung gedeutet.

Barometerstand.

1926	Mittelwert $\bar{p}$	Extreme		Stromstärke
		Maximum	Minimum	
21. V.	765,0	766,3	764,4	74,8
22. V.	763,4	764,1	763,1	75,3
24. V.	758,9	759,4	758,3	76,0
3. VI.	763,4	764,0	762,9	75,1
4. VI.	763,2	763,6	762,9	75,3
8. VI.	755,0	756,3	754,2	77,4
9. VI.	760,9	762,2	760,0	76,4
11. VI.	764,8	765,3	764,5	75,0

Werner Kolhörster.

## Geophysikalische Berichte.

**Lewis F. Richardson.** Springs for vertical seismographs. *Month. Not., Geophys. Suppl.* 1, 403—411, 1926, Nr. 8. Die von Galitzin gebauten Vertikal-seismometer besitzen eine kürzere Eigenperiode und geringere Konstanz von Periode und Vergrößerung als die Horizontalseismometer. Dies liegt daran, daß zwar die Störungseinflüsse erster Ordnung, nicht aber solche zweiter Ordnung verschwinden. Der Verf. beseitigt diese durch eine Kombination von zwei Federn, und er zeigt, daß auch solche dritter Ordnung unschädlich gemacht werden können. Modelle bestätigten seine theoretischen Ergebnisse; die Ausführung eines Instruments durch die Cambridge Instrument Company ist geplant. *Gutenberg.*

**H. T. Friis.** A Static Recorder. *Bell Syst. Techn. Journ.* 5, 282—291, 1926, Nr. 2. Ein Registrierinstrument für atmosphärische Störungen elektromagnetischer Natur soll die Energie der in einem gewissen Frequenzbereich beobachteten Störungen aufzeichnen. Da diese sich im Verhältnis  $1:10^4$  ändern können, ist eine direkte Aufzeichnung nach ihrer Verstärkung und Gleichrichtung schon allein mit Rücksicht auf die verfügbare Leistung der Endverstärker nicht angängig. Verf. ändert deshalb diskontinuierlich die Verstärkung des Systems mit einem regulierbaren Spannungsteiler, dessen Kontaktstellung dann laufend aufgezeichnet wird, so daß die Ausgangsenergie des Verstärkers konstant bleibt. Diese Ausgangskontrolle erfolgt mit einem „Fluxmeter“ (Galvanometer ohne Richtkraft, Ausschlag proportional den durchgeschickten Coulomb), das die Störungen jeweils über 10 Sek. summiert und nach Bedarf den Verstärkungsfaktor um je eine Stufe im Verhältnis  $1:2,5$  ändert. Zur Beobachtung muß ein Frequenzbereich ausgesucht werden, der frei von ungedämpften Wellen ist. Die Eichung erfolgt mit einem Hilfssender meßbarer Amplitude, der auf den Antennenkreis gekoppelt ist. *Barciss.*

**P. Nikiforov.** Physical Principles of the Gravitational Method of Prospecting. *Bull. of the Inst. of Pract. Geophys. of the Supreme Council of Publ. Economy, Leningrad* 1, 153—255, 1925. (Russisch, mit englischem Auszug.) Teile dieser Arbeit nebst ähnlichen Untersuchungen sind bereits an anderer Stelle von demselben Verf. veröffentlicht [*Bull. de l'Inst. Phys.-Math. de l'Acad. des Sciences de Russie* 1, 1, Petrograd 1922 (französisch); *C. R. des séances de la Comm. Sismique Permanente* 7, 343—381, 382—386, Leningrad 1924 (russisch)]. Die Arbeit gibt eine umfassende Darstellung der Theorie der Eötvös-schen Drehwage und ihrer Anwendung. Hierbei hat der Verf. naturgemäß eine enge Anlehnung an die Originalarbeiten von Eötvös nicht umgehen können, was sich besonders in den beiden ersten Kapiteln bemerkbar macht. Diese enthalten die Theorie des Instruments, Ausführungen über die Konstantenbestimmungen, über die geodätische und physikalische Bedeutung der mit der Drehwage gemessenen Größen und Methoden zur Berechnung der Geländekorrektion. Wesentlich Neues bringt das dritte Kapitel. Es wird gezeigt, wie man aus dem Verlauf des mit der Drehwage gemessenen Gradienten Tiefe und Ausdehnung einer Masseneinbettung bestimmen kann, sofern allgemeine Aussagen über deren Gestalt möglich sind. Behandelt werden folgende Massenordnungen: homogene Kugel; homogener, horizontal gelagerter Kreiszylinder; senkrechte Stufe; schief einfallende Schicht. Für ein horizontal gelagertes Prisma mit rechteckigem Querschnitt wird die Lage der Maxima des Gradienten berechnet, jedoch keine Methode zur Bestimmung der Massenordnung aus dem Verlauf des Gradienten gegeben. Von der Krümmungsgröße wird nirgends Gebrauch gemacht.

*K. Jung.*

**P. R. Heyl.** Preliminary report on the use of a tuning fork in gravity measurements. Bull. Nat. Res. Coun. 11, 53, 1926, Part 2, Nr. 56. Hinweis auf die Möglichkeit, Stimmgabeln zu Schweremessungen zu benutzen, nebst Angabe einiger hierbei zu beachtender Punkte. Stimmgabeln aus verschiedenem Material wurden untersucht und Magnesium als geeignet befunden. *Picht.*

**Ph. P. Quayle.** A method of comparing the frequencies of a pendulum and a tuning fork. Bull. Nat. Res. Coun. 11, 53—54, 1926, Part 2, Nr. 56. Es wird eine Methode beschrieben zum Vergleich der Schwingungszahl einer Stimmgabel und eines freien Pendels unter Zuhilfenahme einer photoelektrischen Zelle. Verf. gibt an, daß sich die Stimmgabelschwingungszahl mit einer Genauigkeit von 1:50000 bestimmen ließ (im Mittel). *Picht.*

**L. Gorczynski.** Über Solarimeter und einige andere thermoelektrische Instrumente für Sonnenstrahlungsmessungen. Meteorol. ZS. 44, 5—12, 1927, Nr. 1. Nachdem in neuerer Zeit von verschiedener Seite (Dorno, Kalitin, Moll u. a.) versucht wurde, die thermoelektrische Methode in den Dienst der Messung der Intensität der Sonnenstrahlung zu stellen, hat kürzlich Gorczynski durch innige Verknüpfung eines thermoelektrischen mit dem galvanometrischen Teil in einem und demselben Instrument einen Apparat geschaffen, der zunächst für die Bestimmung der Beleuchtung der horizontalen Fläche durch Sonnen- bzw. Himmelstrahlung gedacht ist (das eigentliche Solarimeter), durch Verbindung einer Pyrheliometerröhre auf einem kleinen Stativ mit Zuleitungsdrähten aber auch als einfaches Ablesepyrheliometer dienen kann. Eine bei der Pyrheliometerröhre anzubringende sphärisch-zylindrische Linse dient dazu, das Strahlenbündel fast ausschließlich auf den mittleren Teil der Säule (hier die aktiven Lötstellen) zu vereinigen. Außerdem kommen drei Lichtfilter in Anwendung, und zwar 1. ein schwarzes Marmorglas (nur den wichtigsten Teil des infraroten Spektrums durchlassend), 2. das bekannte, für Rot und Infrarot durchlässige Jenenser Glas (F 4512) und 3. ein bei genügender Dicke praktisch keine infraroten Strahlen durchlassendes „violettes Filter“ (30 g  $\text{CuSO}_4$  in 100 g  $\text{H}_2\text{O}$ ). Die Solarimetersäule wurde nach dem Mollschen Prinzip gefertigt (äußerst dünne Streifen aus Manganin und Konstantan), hat aber einen Widerstand von nur 8 Ohm, so daß der Apparat in Verbindung mit einem registrierenden Galvanometer mit geringem inneren Widerstand sogar bei bedecktem Himmel noch gute Ausschläge gibt. Besonders zu erwähnen wäre noch der große Vorteil, der bei Sonnenstrahlungsmessungen daraus resultiert, daß dafür gesorgt ist, daß eine ununterbrochene Fläche der Strahlung ausgesetzt ist, und weiter der Umstand, daß die unter einem Halbkugelglas (eine spezielle Flintsorte) befindliche Säule völlig hermetisch in trockener Luft eingeschlossen ist. Alles weitere, auch bezüglich der Bestimmung des Reduktionsfaktors beim Solarimeter, muß aus der Arbeit ersen werden. Nur sei noch auf die vom Verf. konstruierten, von ihm selber bei einer Expedition durch einige Oasen der Saharawüste usw. ausprobierten thermoelektrischen Spektrographen aufmerksam gemacht. *Jensen.*

**Ad. Schmidt.** Zur Kritik des Korrelationsfaktors. Meteorol. ZS. 43, 329—334, 1926, Nr. 9. Der Korrelationsfaktor  $r$  zweier Reihen von Größen  $x_i, y_i$  soll nach der üblichen Auffassung entscheiden, ob zwischen diesen eine Beziehung besteht oder nicht. Es wäre deshalb, wie Köppen treffend bemerkt, richtiger, Korrelationsindex zu sagen, und er leistete bei gleichem Rechenaufwand, ganz abgesehen von seiner Beschränkung auf den allereinfachsten Fall (den der reinen Proportionalität), weniger als die Methode der kleinsten Quadrate (oder als andere,



längst geübte, besonders als graphische Methoden, die die Beziehung näher bestimmen). Diesen Mangel kann man durch eine andere Deutung beseitigen, nach der  $r$  den (im quadratischen Mittelwert gemessenen) Bruchteil jeder der beiden Reihen angibt, der der anderen Reihe proportional ist. Aber auch damit bietet der Korrelationsfaktor sachlich Neues, sondern nur einen neuen sprachlichen Ausdruck. Will man ihn um deswillen beibehalten, so sollte man doch nie die Angabe seines mittleren Fehlers  $m$  unterlassen, der besser nicht nach Pearson zu  $(1 - r^2) : \sqrt{n - 1}$ , sondern nach der Methode der kleinsten Quadrate, durch die er erst einen klaren Sinn erhält, zu  $\sqrt{1 - r^2} : \sqrt{n - 1}$  anzusetzen ist. Eine sehr anschauliche Bedeutung hat auch der Ansatz  $1 : \sqrt{n - 1}$ . Für die Frage, ob eine Beziehung besteht, ist im Grunde gar nicht  $r$ , sondern das Verhältnis  $r : m$  (der Sicherheitsgrad  $s$ ) entscheidend. Praktisch am wichtigsten sind gerade die Fälle, in denen bei sehr kleinem  $r$  doch infolge der großen Anzahl  $n$  eine befriedigende Sicherheit ( $s > 3$  oder  $4$ , je nach den Ansprüchen an Genauigkeit) besteht. Die Versuche, einen Korrelationsfaktor für gerichtete Größen zu definieren, werden als grundsätzlich verfehlt abgelehnt. Die bei sehr langen Reihen übliche und kaum zu umgehende Zusammenfassung in Gruppen nach Stufenwerten der einen Variablen erhöht  $r$ , läßt aber  $s$  (wenn dies nach der Methode der kleinsten Quadrate berechnet wird) ungeändert. Sie ist also, wenn man nicht nach  $r$ , sondern, wie es grundsätzlich geschehen soll, nach  $s$  urteilt, unbedenklich. *Ad. Schmidt.*

Two Oceanographical Expeditions. *Nature* **119**, 18–20, 1927, Nr. 2983. Kurzer Bericht über die Forschungsreise des „Meteor“ (Dr. Merz †) im Südatlantik und die Kreuzfahrten von Armauer Hansen (1913 bis 1924) im Nordatlantik mit zwei auf die erstgenannte Expedition bezüglichen Figuren.

*Otto Meissner-Potsdam.*

**Robert W. Sayles.** Superficial factors in earthquakes. *Science* **62**, 299–301, 1925, Nr. 1605. Der Autor berichtet in Kürze über mögliche Beziehungen zwischen Luftdruck, Regenfall und Erdbeben. Für China fand Drake aus Beobachtungen der letzten 4000 Jahre, daß die Häufigkeit der Beben mit Regenfällen zunahm. Eine ähnliche Beziehung fand W. Sayles für die ganze Erde. Im gleichen Sinne berichtet Taber, Visser weist auf den Zusammenhang einer Beziehung zwischen niedrigem Barometerstand und Erdbeben hin. (Zur Erleichterung des Studiums dieser Fragen könnte bei der Herstellung von Erdbebenkatalogen und neulich vorgeschlagener Erdbebenkartotheken auf extreme Fälle von Luftdruck und Regen im oder nahe dem Bebengebiet hingewiesen werden. Der Ref.) *Mainka.*

**P. R. Heyl.** The density of the earth and the inferences to be drawn from it. *Bull. Nat. Res. Coun.* **11**, 25–26, 1926, Part 2, Nr. 56. Verf. gibt einen kurzen Überblick über die geschichtliche Entwicklung der Bestimmung der Dichte der Erde, anknüpfend an die Namen Newton, Cavendish, Boys, Braun, Eötvös und Burgers. Es wird darauf hingewiesen, daß zurzeit eine neue Bestimmung der Dichte der Erde vom Bureau of Standards vorgenommen wird, die noch nicht völlig abgeschlossen sei, aber bereits jetzt zeige, daß der Wert von Boys und Braun (5,53) bisher der genaueste sei. *Picht.*

**B. Sosman.** Seismic waves and what we learn from them as to the interior of the earth. *Bull. Nat. Res. Coun.* **11**, 26–28, 1926, Part 2, Nr. 56. Kurzer Überblick über die verschiedenen Arten von Wellen, wie solche bei Erd-



beben, künstlichen Sprengungen usw. auftreten. Verf. führt aus, daß aus ihrer verschiedenen Fortpflanzungsgeschwindigkeit sich Angaben über Dichte, Kompressibilität, Rigkeit der Erde ableiten lassen und erwähnt einige der so erhaltenen bekannten Ergebnisse über den Bau des Erdinnern. *Picht.*

**L. H. Adams.** The earth's crust and the discontinuity beneath it. Bull. Nat. Res. Council. 11, 29—30, 1926, Part 2, Nr. 56. Verf. weist darauf hin, daß aus geodätischen (Schwere-), thermischen, seismischen und elastischen Messungen gleichmäßig folgt, daß in der Tiefe zwischen 50 und 100 km eine Unstetigkeitsfläche der Erde liegen muß. *Picht.*

**Pierre Dive.** L'ellipsoïde fluide hétérogène en rotation et la théorie des dérivées continentales. Arch. sc. phys. et nat. (5) 8, 175—198, 1926, Juli/Aug.; C. R. Séance Soc. de phys. de Genève 43, 118—121, 1926, Nr. 2. [Suppl. Arch. sc. phys. et nat. (5) 8, Juli/Aug. 1926.] In der vorliegenden, rein theoretischen Arbeit wird die Rotation eines nicht homogenen, flüssigen, abgeplatteten Rotationsellipsoids untersucht und das Ergebnis auf die Wegenersche Hypothese der Kontinentalverschiebung angewendet. Vorausgesetzt wird, daß das Ellipsoid aus unendlich vielen, in sich homogenen, unendlich dünnen (Rotations-) Ellipsoidschalen besteht, deren Dichte vom Innern des Ellipsoids nach außen abnimmt. Die Rotationsgeschwindigkeit der einzelnen Teilchen darf von Schale zu Schale variieren und auch auf derselben Schale vom Äquator zum Pol. Es wird untersucht, unter welchen Bedingungen die Rotation der Teilchen die Form der einzelnen Schalen nicht ändert. Dies ist der Fall, wenn jede der unendlich dünnen Schalen eine Niveauläche der Resultierenden aus Gravitation und Zentrifugalkraft darstellt. Die Formeln für die Anziehung, die ein homogenes Ellipsoid auf einen Punkt in seinem Innern und auf einen Punkt des Außenraumes ausübt, werden angegeben. Alles weitere folgt hieraus und aus bekannten Sätzen der Potentialtheorie und der Hydrodynamik. Die Ansätze werden entwickelt und die Berechnungen lückenlos angeführt. Der Rotationssymmetrie wegen genügt es, einen Meridianschnitt zu betrachten. Die  $z$ -Achse möge mit der Rotationsachse zusammenfallen und die  $x$ -Achse in der Äquatorebene liegen. Es seien  $X$  und  $Z$  die Komponenten der Anziehungskraft, die das ganze Ellipsoid auf einen Punkt  $(x, z)$  im Innern ausübt. Diese Funktionen werden analytisch angegeben. Die Bedingung, daß die unendlich dünnen Ellipsoidschalen Niveaulächen darstellen, lautet dann:  $(X + \omega^2 x) dx + Z dz = 0$  [ $\omega$  = Winkelgeschwindigkeit der Rotation des Teilchens  $(x, z)$ ]. Hierbei sind  $dx$  und  $dz$  durch die Gleichung

$$\frac{x dx}{\alpha^2} + \frac{z dz}{\beta^2} = 0$$

verknüpft, die man durch Differenzieren der Gleichung der Meridiankurve

$$\frac{x^2}{\alpha^2} + \frac{z^2}{\beta^2} = 1$$

erhält. Da  $dx$  und  $dz$  nicht identisch Null sind, muß folgende Beziehung gelten:

$$\begin{vmatrix} \frac{X}{x} + \omega^2 & \frac{1}{\alpha^2} \\ Z & \frac{1}{\beta^2} \end{vmatrix} = 0.$$

Diese Determinante wird nach  $\omega^2$  aufgelöst und die so erhaltene Gleichung diskutiert. Die Ergebnisse sind folgende: A. Auf derselben Ellipsoidschale nimmt im allgemeinen die Rotationsgeschwindigkeit vom Äquator zum Pol zu. Nur

wenn die Meridiankurven konfokale Ellipsen sind, ist die Rotationsgeschwindigkeit auf der ganzen Schale konstant. B. Die Änderung der Rotationsgeschwindigkeit von Schale zu Schale wird nur für die beiden Hauptachsen der Meridiankurve untersucht, und es ergibt sich für beide Achsen dasselbe. Es sind fünf Fälle zu unterscheiden: 1. Die Abplattung  $\left(\frac{a^2 - \beta^2}{\beta^2}\right)$ ;  $a, \beta$  = große und kleine Achse der

Meridiankurve) nimmt von innen nach außen zu. In diesem Falle kann man nichts allgemein Gültiges über die Änderung der Rotationsgeschwindigkeit mit der Tiefe aussagen. Der von Clairaut angegebene Fall mit sehr kleiner Abplattung und mit nahezu konstanter Rotationsgeschwindigkeit gehört hierher. 2. Die Abplattung aller Schalen ist dieselbe. Die Rotationsgeschwindigkeit nimmt von innen nach außen ab. 3. Die Abplattung nimmt von innen nach außen ab, aber langsamer, als wenn die Meridiankurven der Schalen konfokal wären. Auch hier nimmt die Rotationsgeschwindigkeit von innen nach außen ab. 4. Die Schalen haben konfokale Meridiankurven. Die Rotationsgeschwindigkeit nimmt ebenfalls von innen nach außen ab. 5. Die Abplattung nimmt von innen nach außen schneller ab als im konfokalen Falle. Wie bei 1. ist keine allgemein gültige Aussage möglich. — Ein kurzer Abschnitt behandelt den Einfluß der Zähigkeit des Flüssigkeitsmaterials. Es kann angenommen werden, daß die Zähigkeit die qualitativen Ergebnisse nicht wesentlich ändert. Das Schlußkapitel bringt die Anwendung auf die Wegenersche Theorie der Kontinentalverschiebung. Nimmt man an, daß die Kontinentalschollen im Sima schwimmen und verschieden tief eintauchen, und nimmt man weiter an, daß einer der Fälle besteht, in denen die Rotationsgeschwindigkeit der Erde von innen nach außen abnimmt, so folgt, daß die tiefer eintauchenden Schollen den weniger tief eintauchenden in der Rotation voraneilen, da die tieferen Simaschichten sie mitnehmen. Nimmt man z. B. an, daß Europa und Asien, die Kontinente mit den großen Gebirgen der Alpen und des Himalaja, tiefer eintauchen als der amerikanische Kontinent, so ist die Möglichkeit der Kontinentalverschiebung im Sinne Wegeners gegeben. Das Anwachsen der Rotationsgeschwindigkeit vom Äquator zum Pol wird sich nur in geringerem Ausmaß bemerkbar machen. Vielleicht sind die Wendungen nach Osten, die der Verlauf mancher Ausläufer der Kontinente zeigt, hierdurch erklärbar. Als Beispiele werden Nowaja Semlja und das Feuerland angegeben.

*Karl Jung.*

**Adalbert Prey.** Über Flutreibung und Kontinentalverschiebung. Gerlands Beitr. 15, 401—411, 1926, Nr. 4. Damit die Flutreibung so groß wird, daß Kontinentalverschiebungen auftreten können, muß die Erdkruste eine bestimmte Zähigkeit besitzen. Von dieser hängt andererseits die Geschwindigkeit ab, mit der sich der Mond von der Erde nach der Darwinschen Theorie entfernte. Es ist nun möglich, solche Annahmen über die Viskosität  $v$  zu machen, daß beide Vorgänge unseren heutigen Kenntnissen entsprechend richtig herauskommen. Die günstigste Lösung erhält man, wenn man zu Anfang  $v$  nicht über  $10^{13}$  annimmt und es bis zur heutigen Zeit auf  $2 \cdot 10^{15}$  bis  $3 \cdot 10^{15}$  anwachsen läßt. Heute sind nur noch geringe Verschiebungen und nur in langer Zeit möglich, falls man voraussetzt, daß diese nur durch Gezeitenreibung erfolgten.

*Gutenberg.*

**Takaharu Nomitsu und Motojiro Okamoto.** The Causes of the Annual Variation of the Mean Sea Level along the Japanese Coast. Mem. Coll. Sc. Kyoto (A) 10, 125—161, 1927, Nr. 3. Die Schwankungen des mittleren Meeresspiegels an den japanischen Küsten werden auf ihre Abhängigkeit von verschiedenen Ursachen untersucht. In Betracht kommen „innere“ Ursachen, wie Schwankungen der Wassermenge, Schwankungen der Dichte des Meer-

wassers, verursacht durch Änderungen der Temperatur und des Salzgehaltes, ferner „äußere“ Ursachen, z. B. Luftdruckschwankungen, mechanische Wirkung des Windes und die Wirkung der Corioliskraft auf Meeresströmungen. Die Ergebnisse zeigen, daß in erster Linie die Dichteänderungen durch Schwankung der Meerestemperatur und des Salzgehaltes wirksam sind, wodurch bis zu 80 Proz. der Schwankung des mittleren Meeresspiegels erklärt werden können. Der Rest läßt sich fast vollständig auf Luftdruckschwankungen zurückführen. Der Einfluß des Windes ist gering, die Corioliskraft muß nur für die Küstenteile am Stillen Ozean berücksichtigt werden, wo starke Meeresströmungen vorhanden sind. Ganz zu vernachlässigen ist die Schwankung der Wassermenge. *K. Jung.*

**H. U. Sverdrup.** The tides on the north Siberian shelf: Their bearing on the existence of land in the Arctic Sea, and their dynamics. Journ. Washington Acad. 16, 529—540, 1926, Nr. 20. Die neueren Ergebnisse über die Gezeiten in der Nähe der Nordküste von Sibirien, die insbesondere auf den Beobachtungen der Maudexpedition 1918 bis 1925 beruhen, haben gezeigt, daß die Voraussetzungen von Harris über die Gezeitenströmungen nicht zutreffen und somit auch seine Folgerung, daß in der Nähe des Pols größere Landmassen sind, hinfällig wird. Die Gezeiten pflanzen sich im wesentlichen von Norden nach Süden fort, d. h. es handelt sich um Gezeitenwellen, die vom Atlantischen Ozean über die Polargebiete gelaufen sind. Ihre Geschwindigkeit ist nicht gleichmäßig, sie erreichen z. B. Neu-Sibirien etwa 5 Stunden früher als Point Barrow (Alaska). Der Verf. sieht die Ursache hierfür im Vorhandensein von flacheren Meeresteilen, vielleicht mit Inseln, auf dem Wege nach dem zuletzt genannten Gebiet. — Wesentliche Ergebnisse teilt der Verf. sodann über die vertikale Änderung der Gezeitenbewegung über Schelfgebieten mit. Insbesondere ergab sich in etwa 60 m tiefem Meere, das oben eine einige Meter dicke Eisdecke trug, daß in den obersten 30 m keine merkbliche Gezeitenbewegung war, daß diese in etwa 40 bis 45 m Tiefe ihr Maximum erreichte und dann unter Richtungsänderung nach dem Boden zu wieder stark abnahm. Die theoretischen Untersuchungen zeigen, daß die Viskosität der Wasserschichten eine große Rolle spielt, und die Untersuchungen des Wassers ergaben in der Tat, daß bis fast 40 m Tiefe die Dichte des Wassers fast konstant blieb und von dort ab um über 10 Proz. zunahm. Durch die damit verbundene Erschwerung von Wirbelbildung wird die Herausbildung von Gezeitenströmen in diesen Tiefen weniger erschwert. Die theoretisch gefundenen Bewegungen stimmen recht gut zu den beobachteten. Der Verf. weist zum Schluß auf die Bedeutung hin, welche diese theoretische Berücksichtigung der vertikalen Änderung der Wasserdichte in flachen Meeres teilen auch für die Theorie der Gezeiten über den Schelfen anderer Meere hat. *Gutenberg.*

**A. Desgrez et J. Meunier.** Recherche et dosage du strontium dans l'eau de mer. C. R. 183, 689—691, 1926, Nr. 17. Spektralanalytische Untersuchungen der Verf. (C. R. 182, 1160, 1926) haben gezeigt, daß Calcium fast stets von Strontium begleitet wird. Eine Probe Meerwasser aus der Nähe von Dieppe enthielt pro Liter 0,0135 g Strontium als Sulfat gelöst; das Gewichtsverhältnis Sr:Ca war 1:47. So erklärt sich der Strontiumgehalt der Kalkschalen von Meerestieren (in einem Falle 1,4 g pro Kilogramm). *Bartels.*

**J. S. Owens.** The making of a salt haze. Phil. Mag. (7) 2, 1165—1170, 1926, Nr. 12. Beobachtungen über Salznebel an verschiedenen Küsten. Dem Nebel werden Proben entnommen und diese mikroskopisch untersucht, man findet eine große Anzahl kleinster Kristallite. Die Entstehung derselben wird



auf Zerstäubung von Wellen zurückgeführt. Die kleinsten Tropfen verdunsten und lassen die Kristalle zurück, die in der Luft suspendiert bleiben. Der Kern besteht aus  $\text{NaCl}$ , die Oberfläche aus  $\text{MgCl}_2$ . Die Feuchtigkeitsverhältnisse spielen für die Zusammensetzung eine große Rolle. Jedenfalls braucht sie nicht dieselbe zu sein, wie die Zusammensetzung des Seewassers. *Gyemant.*

**N. H. Heck and Jerry H. Service.** Correct velocities for echo sounding in the pacific ocean. *Science* (N. S.) **64**, 627—629, 1926, Nr. 1669. Die Schallgeschwindigkeit im Wasser hängt ab vom Druck, vom Salzgehalt und der Temperatur. Wenn die Temperatur und der Salzgehalt für jede Tiefe und jede Jahreszeit für den ganzen Ozean bekannt wäre, so könnten Tafeln herausgegeben werden, die die Gebiete bezeichnen, in denen dieselbe (mittlere) Geschwindigkeit für die Berechnung der Tiefe aus der Echozeit benutzt werden kann. Die vorliegende Arbeit enthält Angaben über die Ausdehnung derartiger Gebiete. Da die amerikanischen Echolotapparate mit einer Standardgeschwindigkeit von 800 Faden (= 4800 Fuß = 1463,04 m) arbeiten, so wird die prozentuale Abweichung der Echolottiefe von der wahren tabuliert. Es wird eine einfache Tabelle für den ganzen Stillen Ozean gegeben. *F. A. Fischer.*

**W. Speiser.** Schallgeschwindigkeit in Seewasser. *Dinglers Journ.* **341**, 239—240, 1926, Nr. 21. Der von Coladon und Sturm bei Messungen im Genfer See angegebene Wert für die Schallgeschwindigkeit im Wasser von 1435 m/sec ist nicht für Seewasser anzuwenden. Nach den Echolotungen des Vermessungs- und Forschungsschiffes „Meteor“ ist 1480 bis 1490 m/sec ein guter Mittelwert für den Atlantischen Ozean. *F. A. Fischer.*

**E. Korselt.** Gedanken zum allgemeinen atmosphärischen Kreislauf. *Meteorol. ZS.* **43**, 370—373, 1926, Nr. 10. Nach Ansicht des Verf. strömt in der Höhe im Laufe des Jahres erst ein Teil der Luft der Nordhalbkugel in vielfachen Spiralwindungen und in nahezu ostwestlicher Richtung um den Äquator nach der Südhalbkugel und später zurück. Der Verf. sucht so die jährlichen Luftdruckschwankungen zu erklären. Für seine Ansicht führt er verschiedenartige Beobachtungen an, so z. B., daß die Dämmerungserscheinungen nach dem Ausbruch des Krakatau mit jährlicher Periode, jedoch um ein halbes Jahr verschieden auf beiden Erdhälften sichtbar waren. *Gutenberg.*

**L. Petitjean.** Sur la thermodynamique des surfaces de discontinuité atmosphériques. *C. R.* **183**, 755—757, 1926, Nr. 18. Die verschiedenen an einer Diskontinuitätsfläche möglichen Fälle werden an Hand der Stüveschen Einteilung in ein thermodynamisches Schema gebracht. *Conrad-Wien.*

**Takabaru Nomitsu.** On the so-called „Graenzflaeche“ in the Current due to the Difference of Density. *Mem. Coll. Sc. Kyoto* (A) **10**, 111—123, 1927, Nr. 3. Es wird ein Meeresbecken mit rechteckigem Querschnitt und horizontalem Boden angenommen, dessen Tiefe im Vergleich zur horizontalen Ausdehnung sehr klein ist. In ihm befinde sich eine zweischichtige Wassermasse. In der unteren Schicht von der Mächtigkeit  $H_2$  sei das Wasser homogen, in der oberen Schicht von der Mächtigkeit  $H_1$  möge die Dichte in horizontaler (aber nicht in vertikaler) Richtung variieren. Die Dichteunterschiede seien so gering, daß man zweite und höhere Potenzen vernachlässigen kann. Die Inhomogenität verursacht eine Verbiegung der Meeresoberfläche sowie Strömungen, die in den unteren Regionen umgekehrt verlaufen wie oben. Es gibt zwei ausgezeichnete



Flächen: die „Grenzfläche“, in der der Druck konstant ist, und die „strömungslose Fläche“, in der die Wasserteilchen unbewegt bleiben. Die Grenzfläche sowie die strömungslose Fläche sind horizontale Ebenen. Ihre Tiefen sind abhängig von dem Verhältnis  $H/H_1$ , wobei  $H = H_1 + H_2$  die mittlere Tiefe der gesamten Wassermasse bedeutet, und von einer Randbedingung über die Strömungsverhältnisse am Boden. Durchgeführt werden die Fälle, daß a) am Boden keine Strömung und b) keine Reibung vorliegt. Die Grenzfläche liegt stets in der oberen, nicht homogenen Wasserschicht. Ist  $H_1 = 0$ , d. h. ist die ganze Wassermasse homogen, so fällt die Grenzfläche mit der Wasseroberfläche zusammen. Ist  $H_1 = H$ , d. h. reicht die inhomogene Schicht bis zum Boden, so ist die Tiefe der Grenzfläche im Falle a) gleich  $0,375 \cdot H_1$  und im Falle b) gleich  $0,5 \cdot H_1$ . Allgemein ist die Tiefe der Grenzfläche  $\nu \cdot H_3$ , wobei  $\nu$  ein echter Bruch  $\geq 0,375$  bzw.  $\geq 0,5$  ist, der monoton mit  $H/H_1$  wächst. Die strömungslose Fläche liegt tiefer als die Grenzfläche. Für  $H_1 = H$  ist die Tiefe der strömungslosen Fläche  $0,422 \cdot H_1$  bzw.  $0,5 \cdot H_1$ . Für  $H/H_1 = 2,207$  bzw.  $2,752$  ist ihre Tiefe gleich  $H_1$ , und sie sinkt mit wachsendem Werte von  $H/H_1$  tief unter die Grenzfläche. Da auf der Grenzfläche der Druck konstant ist, muß der Bodendruck variabel sein. Es wird der Überschuß des Bodendruckes über den Druck berechnet, der am Boden herrscht, wenn das Becken statt von der vorhandenen, nicht homogenen Wassermasse von einer homogenen Wassermasse ausgefüllt wird, deren Dichte gleich der mittleren Dichte des vorhandenen Wassers ist. Dem Betrag nach ist dieser Druckunterschied proportional der Erhebung der Wasseroberfläche über den mittleren Wasserspiegel, jedoch mit umgekehrtem Vorzeichen, so daß der Bodendruck am größten ist, wo das Wasser am niedrigsten steht. Der Proportionalitätsfaktor ist abhängig von  $H/H_1$  und wird tabellarisch angegeben für die Fälle a) und b).

K. Jung.

**Charcot et P. Idrac.** Sur un phénomène de dépression atmosphérique produit sous le vent d'un obstacle élevé. C. R. 183, 712, 1926, Nr. 18. Gelegentlich einer ozeanographischen Expedition in der Umgebung der Insel Jan Mayen konnte an Hand von Beobachtungen an den Bordbarometern die Depression festgestellt werden, die im Meeresniveau auf der jeweiligen Leeseite des Beerenbergs (2300 m) entsteht. Zweimal mußte das Schiff wegen Sturmwind, einmal von der Nordseite der Insel, das andere Mal von der Südseite her in den Windschatten des Beerenbergs auf seine Nordostseite flüchten, wo der Berg ungemein steil abfällt. Das eine Mal wurde im Barogramm eine Depressionsnase von 1,8 mm bei Wind 13 m/sec außerhalb des Windschattens, das andere Mal 2,5 mm Depression bei Sturm 18 bis 20 m/sec festgestellt. Die Ursache dieser Depression liegt einerseits in der Saugwirkung, die der Wind, der das Hindernis überweht, ausübt, andererseits in der Saugwirkung der hinter dem Hindernis konvergierenden Luftströme. Der am Hindernis im Lee aufsteigende Luftstrom erzeugte oberhalb der Kalmenzone (des Windschattengebiets des Berges) eine Wolke, die ihrer Entstehungsweise nach keiner Ortsveränderung unterworfen war. Die Beobachtungen sind deshalb so außerordentlich interessant, weil die großen Dimensionen der Natur es zuließen, die theoretischen und Laboratoriumserfahrungen direkt an Barometerablesungen zu verifizieren.

V. Conrad-Wien.

**Harald Lunelund.** Windschwächung durch Hemmnisse. Comm. Fenn. 2, Nr. 25, 1926, 13 S. Verf. berichtet über Messungen der Windschwächung durch Hemmnisse an der Erdoberfläche. Es handelt sich dabei um Windschwächung durch transportable bzw. feststehende Zäune mit verschiedenen ge-

stellten hölzernen Latten bzw. dichten Metallnetzen. Die Messungen wurden auf freiem Felde ausgeführt bei einer maximalen Windgeschwindigkeit von 8 m/sec. Die Windstärke wurde vor und hinter dem Zaun mit Schalenkreuzanemometern gemessen. Es ergab sich eine bedeutende Schwächung des Windes, indem die Stärke desselben hinter dem Zaun nur einen Bruchteil bis weniger als ein Drittel der Stärke vor dem Zaun betrug. Die Schwächung war am größten in gewisser Entfernung vom Zaun, näher an demselben bzw. weiter entfernt davon war die schwächende Wirkung bedeutend geringer. Die genauen Zahlenwerte sind in Tabellen zusammengestellt. *Kleinschmidt.*

**H. Troeger.** Über die Datierung der Zyklonenfamilien. Mitt. Aeron. Obs. Lindenberg 1926, S. 67—69, Oktober. Nach den Untersuchungen der norwegischen Meteorologenschule kommen manchen zeitlich und örtlich benachbarten Zyklonen der gemäßigten Breiten gemeinsame Charakterzüge zu, so daß sie zu Zyklonenfamilien zusammengefaßt werden können. Zwischen zwei Zyklonenfamilien schiebt sich ein Kaltlufteinbruch aus dem grönländischen Gebiet ein, der die Zyklonentätigkeit auf kurze Zeit unterbricht. Als „Geburtsstag“ der neuen Familie wird das Datum des Erscheinens der neuen Störung nach dem Kaltlufteinbruch angenommen. Da dieses Kriterium nicht immer in Erscheinung tritt, nimmt der Verf. als Datum der neuen Familie den Zeitpunkt an, in dem die über dem Nordmeer liegende Zentralzyklone sich neuerlich zu vertiefen anfängt. Wenn auch dieses Kennzeichen versagte, mußte die Ablösung eines Steiggebietes bei Island durch ein Fallgebiet weiterhelfen. Immerhin ist es dem Verf. geglückt, die Datierung der Zyklonenfamilien durch die drei Jahre 1924 bis 1923 lückenlos durchzuführen. Er glaubt in der konsequenten Verfolgung der Familien ein gutes Hilfsmittel zur Aufstellung mehrtägiger Prognosen zu sehen. *Conrad-Wien.*

**Vaughan Cornish.** The Relation between Velocity of Wind and Wave. Nature 118, 665—666, 1926, Nr. 2975. Der Verf. teilt Beobachtungen mit, die er selbst angestellt hat. Im Gegensatz zu anderen hat er nie beobachtet, daß die Wellengeschwindigkeit größer war als die Windgeschwindigkeit. Er macht insbesondere auf die Wirkung von sich überlagernden Wellenzügen aufmerksam. *Gutenberg.*

**Vilho Väisälä.** Über die Wirkung der Windschwankungen auf die Pilotbeobachtungen. Comm. Fenn. 2, Nr. 19, 1926, 46 S. Verf. stellt die Ergebnisse von Versuchen zur Messung der Windgeschwindigkeit zusammen. Die Messungen wurden mit Versuchsballonen ausgeführt, die mit zwei bzw. einem Theodoliten verfolgt wurden. Die Ballone wurden im Durchschnitt 12 Minuten lang verfolgt. Wenn man fehlerfreie Beobachtungen voraussetzt, dann erhält man den mittleren Geschwindigkeitsvektor eines Ballons in einem bestimmten Zeitintervall durch die Bestimmung der Ballonkoordinaten am Anfangs- und Endpunkt dieses Zeitabschnittes. Bei konstanter Luftgeschwindigkeit hat der Ballon ungefähr die Geschwindigkeit der Luft, vermehrt um die Eigenbewegung des Ballons. Bei veränderlicher Luftgeschwindigkeit entsteht wegen der Trägheit des Ballons ein Unterschied zwischen den Geschwindigkeiten des Ballons und der Luft. Verf. stellt aber fest, daß dieser aus der Trägheit des Ballons entspringende Fehler bei der Windbestimmung in allen Fällen vernachlässigt werden kann. Er zeigt ferner, daß man die Eigenbewegung des Ballons genau vertikal annehmen kann und daß der von einer etwas ungenau angenommenen Steiggeschwindigkeit herrührende Fehler in der Bodennähe durch den vertikalen Windgradienten gewöhnlich zum Teil kompensiert wird. — Man erhält also durch zwei fehlerfreie Visierungen die mittlere horizontale Komponente der Luftbewegung und die

mittlere vertikale Bewegung des Ballons in dem betreffenden Zeitintervall. Verf. untersucht dann die Wirkung der turbulenten Windschwankungen auf die Luftbewegungsmessung mittels Pilotballone. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind in zwei Tabellen zusammengestellt. Durch Gegenüberstellung der Beobachtungsergebnisse und durch Ermittlung der Beobachtungsfehler bei einfachen und Doppelvisierungen kommt Verf. zu folgendem Ergebnis: Durch Anwendung von Doppelvisierungen wird die Unsicherheit in der Bestimmung der mittleren Luftströmung etwa auf die Hälfte der Unsicherheit bei den einfachen Visierungen herabgesetzt.

*Kleinschmidt.*

**H. Galbrun.** Sur la propagation d'une onde sonore dans l'atmosphère. C. R. 183, 652—653, 1926, Nr. 16. Es wird angedeutet, auf welche Weise die von M. Esclaron in seinem Werke „L'acoustique des canons et des projectiles“ angegebenen Betrachtungen und Resultate über die Ausbreitung des Schalles in der Atmosphäre verallgemeinert werden können.

*Reither.*

**Victor F. Hess.** Die elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre und ihre Ursachen. Mit 14 Abb. VIII u. 174 S. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges., 1926. (Sammlung Vieweg, Heft 84/85.) Der Verf. gibt eine aus langjähriger Beschäftigung mit luftelektrischen Fragen erwachsene gründliche Darstellung des im Titel genannten Teiles der luftelektrischen Forschung. Nach einer kurzen Einleitung werden im ersten Kapitel die Grundlagen der Ionentheorie entwickelt und daran anschließend die Methoden und Ergebnisse der Ionenzählung in der Atmosphäre besprochen. Im folgenden Abschnitt werden die in der Atmosphäre tätigen Ionisatoren besprochen, ihre Wirksamkeit eingehend diskutiert und die Methoden zur Erfassung dieser Ionisatoren behandelt. Der letzte Abschnitt dieses Kapitels geht insbesondere auf die durchdringende Höhenstrahlung recht ausführlich ein. Nach einer Besprechung der ionenvernichtenden Vorgänge wird dann im letzten Kapitel die Ionisierungsbilanz gezogen und in einer Verarbeitung des gesamten experimentellen und theoretischen Materials gezeigt, wie uns die Forschung der letzten Jahre hier nun zu einem auch quantitativ sehr befriedigenden Ergebnis geführt hat. Ein besonderer Abschnitt ist in diesem Kapitel den Vorgängen in den höchsten Schichten der Atmosphäre gewidmet. Die Theorien der Heaviside-Kennelly-Schicht und ihrer Beteiligung an der Fortpflanzung elektrischer Wellen werden in ihrem wesentlichen Inhalt wiedergegeben und das noch hypothesenreiche Gebiet der Physik der obersten Troposphäre und der Stratosphäre wenigstens so weit berührt, als dies in dem hier interessierenden Zusammenhang nötig ist. Der Verf. scheint sich dabei der Wegenerschen Theorie der Wasserstoffosphäre anzuschließen.

*Seeliger.*

**H. Benndorf.** Über die nächsten Aufgaben luftelektrischer Forschung. S.-A. ZS. f. Geophys. 1, 147—152, 1925, Nr. 4. Aus den Auswertungen des Linienintegrals der magnetischen Feldstärke in geschlossenen Zonen parallel zum Erdäquator läßt sich nach L. A. Bauer (Washington) auf die Existenz vertikaler Ströme von der Größenordnung  $10^{-2}$  A/km<sup>2</sup> schließen, und zwar würde in die nördliche und südliche Polarkappe in Breiten über 45° ein Zustrom negativer Elektrizität, von der Äquatorialzone ein Abtransport negativer Elektrizität zu erwarten sein. Da ein direkter Nachweis dieser, den gewöhnlichen vertikalen Leitungsstrom um das 10000fache übersteigenden Bauerschen Ströme bisher nicht gelungen ist, empfiehlt Verf. außer einem groß angelegten Studium der Linienintegrale der magnetischen Feldstärke noch Messungen der vertikalen Komponente der Erdströme, was allerdings erhebliche experimentelle Schwierig-



keiten bietet. Die Swannsche Hypothese über die Erklärung der Regeneration der Erdladung durch Zustrom von Elektronen, deren Geschwindigkeit so nahe an die Lichtgeschwindigkeit heranreicht, daß sie nicht mehr direkt ionisierend wirken können, sei theoretisch näher zu klären, insbesondere durch das theoretische Studium der Absorption solcher extremer  $\beta$ -Strahlen. Experimentell sei vielleicht die Untersuchung der Ionisation in geschlossenen Gefäßen in verschiedenen Meerestiefen bis 1000 m im Zusammenhang mit dem eben Gesagten erfolgversprechend. — Weitere wichtige Aufschlüsse sind von der direkten Messung der elektrischen Feldstärke in der Nähe des Bodens mittels der Wilsonschen Methode bei gleichzeitiger Messung der Potentialunterschiede zwischen Boden und einem darüber befindlichen Kollektor sowie des Gradienten in der Höhe zu erwarten. Die Klärung der Ursache der von Mauchly entdeckten Periodizität des Potentialgradienten nach Weltzeit und anderer wichtiger Probleme kann erhofft werden, wenn sich eine Anzahl von Forschern zusammenfindet, um an einigen wenigen, von menschlichen Ansiedlungen weit abliegenden Orten alle luftelektrischen Elemente gleichzeitig an ausgewählten Tagen zu messen.

V. F. Hess.

**Louis A. Bauer.** Cosmic aspects of atmospheric electricity. Phys. Rev. (2) **29**, 371—372, 1927, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Da es zurzeit keine allgemein anerkannte Theorie über den Ursprung und die Erhaltung der negativen elektrischen Ladung der Erde gibt, ist es von besonderem Interesse, die Gesetze der Änderungen der atmosphärischen Elektrizität während eines Tages, eines Jahres und von Jahr zu Jahr zu studieren. Diese Änderungen, die selbst an meteorologisch ungestörten Tagen von der Größenordnung der absoluten Werte der atmosphärischen Elemente selbst sind, zeigen bemerkenswerte terrestrische und kosmische Abhängigkeiten. Beispielsweise haben sie im allgemeinen auf der nördlichen und südlichen Halbkugel gleichen Charakter und gleiches Vorzeichen. Neuere, über die ganze Erde ausgedehnte Beobachtungen haben das erneut bewiesen. Ferner wird auf den Zusammenhang dieser Elemente mit dem Ozongehalt der Atmosphäre, der ultravioletten Sonnenstrahlung, dem Radioempfang und der Sonnentätigkeit hingewiesen.

Güntherschulze.

**G. C. Simpson.** Lightning. Nature **118**, 482, 1926, Nr. 2970. Güntherschulze.

**H. Deslandres.** The Recurrence of Magnetic Storms. Nature **118**, 621—622, 1926, Nr. 2974. Erwiderung auf eine Kritik von C. Chree (Nature **118**, 4. Sept. 1926) an mehreren Arbeiten von Deslandres (C. R. **182**, 296, 669, 733, 1301; **183**, 153, 1926), in denen behauptet wurde, daß die magnetischen Stürme sich in Abständen wiederholten, die ganzzahlige Vielfache von  $T/6$  seien ( $T$  = synodische Rotationsdauer der Sonnenflecken). Chree hatte früher [Phil. Trans. (A) **112**, 78, 1912; **213**, 245, 1913] die erdmagnetischen Charakterzahlen einer 11jährigen Periode untersucht und überzeugend Wiederholungen in Abständen ganzzahliger Vielfacher von  $T$  nachgewiesen; da er keine kleineren Perioden gefunden hatte, zweifelt er an den Ergebnissen von Deslandres. Dieser versucht die Unstimmigkeit auf die Verschiedenheit der Untersuchungsmethoden zurückzuführen. Er beschreibt die Einrichtungen des Observatoriums Meudon, die seit 1922 dem gleichzeitigen Studium erdmagnetischer und solarer Erscheinungen dienen. Alle Störungen von Januar 1925 bis August 1926 z. B. sollen nach Vielfachen von  $T/6$ ,  $T/12$  und  $T/24$  verteilt sein. — Eine dem Intervall  $T/6$  entsprechende systematische Verteilung der Sonnenflecken nach der Länge (Abstände gleich Vielfachen von  $60^\circ$ ) hat A. A. Buss (The Observatory 1915) vermutet, aber nicht genauer untersucht.

Bartels.



**C. Chree.** **Albert Alfred Buss.** The Recurrence of Magnetic Storms. *Nature* 118, 769, 1926, Nr. 2978. Erwiderungen auf die gleichnamige Zuschrift von H. Deslandres (s. vorstehendes Referat). C. Chree betont von neuem, daß er niemals eine Spur von Wiederholungen der Stürme nach Sechsteln der Sonnenrotationsperiode gefunden habe, und daß das Fehlen dieser Unterperioden nicht durch seine Methode vorgetäuscht sein könne, wie Deslandres vermutet. — A. A. Buss will seine Untersuchungen über die Verteilung der Sonnenflecken nach der heliographischen Länge mit Hilfe des Materials von Stonyhurst fortsetzen.

*Bartels.*

**L. d'Azambuja et H. Grenat.** Grande activité d'un groupe de taches solaires, suivie d'un orage magnétique et d'une aurore boréale. *C. R.* 183, 701—703, 1926, Nr. 17. Am 13. Oktober 1926, 13 Uhr 15 Min. Weltzeit, wurde am Spektroheliographen in Meudon eine ungewöhnlich starke Wasserstoff-eruption in einer Sonnenfleckengruppe beobachtet, die gerade den Zentralmeridian überschritt. Noch 11 Uhr 5 Min. war keine Besonderheit festzustellen, und 14 Uhr 41 Min. war die Erscheinung bereits wieder abgeklungen. Während des Abklingens erschien die Linie  $H_{\alpha}$  an mehreren Stellen von dunklen, nach Rot verschobenen Linien begleitet; diese deuten auf Wasserstoffmassen, die sich mit etwa 130 km/sec auf die Sonne zu bewegten. Am 14. Oktober, 20 Uhr, also 31 Stunden nach dieser Eruption, begann eine starke erdmagnetische Störung, die 36 Stunden dauerte; während des Intensitätsmaximums am Abend des 15. Oktobers war in Meudon ein Nordlicht sichtbar. — Zwei neuere, ganz ähnliche Beobachtungen einer Aufeinanderfolge solarer Eruptionen und magnetischer Stürme in weniger als zwei Tagen Abstand stammen von G. Hale am 25. Januar 1926 (*Proc. Nat. Acad. Amer.* 12, 289, 1926) und von T. Royds am 22. Februar 1926 (*Monthl. Not.* 86, 380, 1926).

*Bartels.*

**H. Deslandres.** Loi de distribution des orages magnétiques et de leurs éléments. Conséquences à en tirer sur la constitution du soleil. *C. R.* 183, 1313—1317, 1926, Nr. 26. Aus den Registrierungen von 14 erdmagnetischen Stürmen in Greenwich und Meudon werden die Zeiten der intensivsten Störungen abgelesen und die gleichzeitigen heliographischen Längen des Sonnenmittelpunktes berechnet. Die Verteilung dieser Längen nach Vielfachen von  $15^{\circ}$  ( $1'_{24}$  des Sonnenumfangs) soll die Behauptung des Verf. stützen, daß die erdmagnetischen Störungen von 24 permanenten äquidistanten Herden auf der Sonnenoberfläche rings um die Achse ausgehen.

*Bartels.*

**Walter B. Pitkin.** An observation at the time of the Aurora. *Science* (N. S.) 64, 578, 1926, Nr. 1667. Verf. beobachtete aus einem dunklen Hause heraus durch das geschlossene Fenster ein starkes Nordlicht in einer mäßig mond hellen Nacht. Wurde dabei die Fensterscheibe behaucht, so daß sich auf ihr ein nebelartiger Niederschlag bildete, dann zeigte sich sofort eine seltsame Erscheinung. Die ganze behauchte Fläche sah wie ein mit großer Geschwindigkeit draußen horizontal nach Norden treibender Schneesturm aus. Der Versuch ließ sich beliebig wiederholen, solange das Nordlicht anhielt. Sobald es verschwunden war, zeigte sich keine Spur mehr davon.

*Güntherschulze.*

**L. Vegard.** Emission de lumière par l'azote solide et origine du spectre auroral. *C. R.* 178, 1153—1156, 1924, Nr. 14. Es handelt sich auch in dieser Arbeit um die Verifikation der Hypothese des Verf., daß das Spektrum des Nordlichtes von Stickstoffkristallen ausgesendet wird, die von Kathoden-

strahlen zur Lichtemission angeregt werden. Es werden Vergleichsspektren des Nordlichtes und des zum Leuchten angeregten festen Stickstoffs gegeben, die die überraschende Übereinstimmung zeigen. Bei bestimmten Spannungen tritt die grüne Linie (5577 Å) besonders stark hervor. Wechsel der Spannung ergibt Veränderungen des Spektrums des festen Stickstoffs, die mit entsprechenden Veränderungen im Nordlichtspektrum in enger Beziehung zu stehen scheinen. Die seither erhobenen Einwürfe von Cario und Franck, McLennan und Shrumbe sind bekannt.

Conrad-Wien.

**P. Lambert, G. Déjardin et D. Chalonge.** Sur l'extrémité ultraviolette du spectre solaire et la couche d'ozone de la haute atmosphère. C. R. 183, 800—801, 1926, Nr. 19. Während mehrerer Aufenthalte auf dem Montblanc-Observatorium haben die Verff. eine große Anzahl spektrophotographischer Aufnahmen des ultravioletten Teiles des Sonnenspektrums bei verschiedenen Sonnenhöhen gemacht. Zur genauen Feststellung der Minima und Maxima der Absorption wurden die Platten in Intervallen von 1 bis 2 Å mikrophotometriert. Die Übereinstimmung mit den direkten Beobachtungen am Ozon von Fowler und Strutt (Proc. Roy. Soc. London 48, 577, 1917) ist, wie die folgende Tabelle zeigt, eine ziemlich weitgehende. Die Einheiten sind Angström. Mit  $V$  sind die Messungen der Verff., mit  $F$  die von Fowler und Strutt bezeichnet:

$V$ : 3401	3377,5	3372,5	3364	3345	3338	3331,5	3311	3304
$F$ : 3402,6	3377,7	3374,1	3365,2	3346,0	3338,5	3331,2	3311,5	3304,1
$V$ : 3284	3279	3273	3255	3249	3242,5	3231	3226,5	3220,5
$F$ : 3284,0	3279,8	3272,0	3255,5	3249,7	3243,0	3232,8	3227,2	3221,5
$V$ : 3206	3199,5	3196	3187,5	3182	3175,5	3172	3163	3154,5
$F$ : 3206,8	3201,0	3194,8	3188,8	3181,5	3177,0	3171,6	3162,6	3156,1
$V$ : 3135	3114	3104	3095,5					
$F$ : 3137,4	3114,0	3105,0	3096,5					

Über die ziemlich systematische Abweichung  $V - F$  äußern sich die Verff. nicht. Die Ausmessung von Platten mit Spektren gleicher Expositionsdauer und verschiedener Sonnenhöhe ergab, daß die optische Dichte der Atmosphäre erst proportional mit der Atmosphärendicke anwächst, dann aber die Zunahme immer mehr verlangsamt erscheint. Die photometrischen Messungen deuten auf eine Ozonschicht in 45 km Höhe hin, was mit den Resultaten von Cabannes und Dufay (C. R. 181, 302, 1925) in guter Übereinstimmung steht. Conrad-Wien.

**J. Cabannes et J. Dufay.** Transparence de l'atmosphère dans le spectre visible. Diffusion moléculaire. Absorption par l'ozone. Journ. de phys. et le Radium (6) 7, 257—274, 1926, Nr. 9. Die Verff. leiten den folgenden Ausdruck für den scheinbaren Absorptionskoeffizienten eines reinen Gases ab:

$$k = \frac{8\pi^3 (\mu^2 - 1)^2}{3\lambda^4 n} \frac{6 + 3\rho}{6 - 7\rho},$$

wo  $\lambda$  = Wellenlänge,  $\mu$  = Brechungsindex,  $n$  = Anzahl der zerstreuenden Teilchen pro Kubikzentimeter,  $\rho$  = Depolarisation des um  $90^\circ$  gegen den einfallenden Strahl abgelenkten Lichtes. Mit Benutzung bekannter experimenteller Werte der in die Formel eingehenden Größen findet man  $n = 2,90 \cdot 10^{19}$ . Dieselbe Größe läßt sich aus atmosphärischen Messungen ermitteln, wenn man die Luft als ein Gemenge von idealen Gasen betrachtet und für  $k$  ein Additivitätsgesetz voraussetzt. Messungen von Fowle (am Mount Wilson 1910/11) ergeben dann  $n = (2,91 \pm 0,08) \cdot 10^{19}$ . Es ist bemerkenswert, daß sowohl die Laboratoriums-

versuche wie die Messungen in der freien Atmosphäre denselben Wert ergeben (etwas höher als der sonst angenommene,  $2,70 \cdot 10^{19}$ ). Die Messungen von Fowle zeigen, daß zwischen  $\lambda$  4800 und  $\lambda$  6500 die scheinbare Absorption zu hoch ist, was auf eine Wirkung des Ozons zurückgeführt wird. Eine (reduzierte) Ozonschicht von 3 mm Höhe genügt zur Erklärung. Das Ozon muß in großer Höhe vorhanden sein und seine Menge scheint recht konstant zu sein. *J. Holtsmark.*

**M. Pinkhof.** Zur Erklärung der komplizierten Halos. Meteorol. ZS. 43, 411—416, 1926, Nr. 11. Der Verf. gibt einen Überblick über Erklärungsversuche einiger Haloerscheinungen und vermutet, daß die seltenen, komplizierten Halos dann auftreten, wenn sich vielfach mehrere der haloerzeugenden hemimorphen Eisprismen zu Aggregaten vereinigen. *Gutenberg.*

**J. J. Tichanowsky.** Spielt die sekundäre Diffusion in der Atmosphäre eine bedeutende Rolle in der Himmelpolarisation? Meteorol. ZS. 43, 361—366, 1926, Nr. 10. Der Verf. sieht in der veränderlichen Menge des Staubes und des Wasserdampfes in der Atmosphäre die Hauptursache für die Abhängigkeit der maximalen Himmelpolarisation von der Sonnenhöhe sowie für den täglichen und jährlichen Gang der Polarisation. Abweichungen zwischen Beobachtungen und der Theorie von Ahlgrimm sucht der Verf. zu erklären (z. B. durch die Wirkung großer Partikeln in der Atmosphäre, durch lokale Wirkung von Staub). *Gutenberg.*

**Friedrich Rinne.** Notiz über die Art des Regenbogenlichtes. Naturwissensch. 14, 1283, 1926, Nr. 52. Mit Hilfe eines Nicolschen Prismas läßt sich die lineare Polarisation des Regenbogenlichtes nachweisen. Die Schwingungen verlaufen tangential zum Bogen. Nach einer Berechnung von S. Rösch verhalten sich die Intensitäten des senkrecht und parallel zur Einfallsebene schwingenden Lichtes beim Hauptregenbogen wie 21 : 1, beim Nebenregenbogen wie 8,5 : 1. *Donat.*

**K. Tsukamoto.** Transparence de l'eau de mer pour l'ultraviolet lointain. C. R. 184, 221—223, 1927, Nr. 4. Es wird die Durchlässigkeit des Meerwassers verschiedener Tiefe (Oberfläche, 3 m Tiefe, 15 m Tiefe) für (ultraviolette) Licht untersucht und gefunden, daß sie von der Tiefe abhängt. (Beobachtungsdaten. Eine empirische Formel fehlt.) Es wird gezeigt, daß der Grund hierfür in den im Wasser gelösten Salzen zu suchen ist. *Picht.*

**J. W. Sandström.** Über den Einfluß des Golfstromes auf die Wintertemperatur in Europa. Meteorol. ZS. 43, 401—411, 1926, Nr. 11. Ausgehend von der Bedeutung des Golfstromes für das Leben in Norwegen, zeigt der Verf. die Wirkung auf ganz Nordeuropa. So haben z. B. die Wintertemperaturen in Grönland und Rußland gleichen Gang, während im eigentlichen Golfstromgebiet dieser entgegengesetzt verläuft. Hierauf beruht auch die Tatsache, daß ein Zusammenhang zwischen der Windrichtung auf den Lofoten und der Temperaturverteilung in Europa besteht. *Gutenberg.*

**M. Robitzsch.** Über Luftschichten in der Atmosphäre, die mit Wasserdampf übersättigt sind. Mitt. Aeronaut. Observ. Lindenberg 1926, S. 70—71, Oktober. Übersättigung der Luft kann mit registrierenden Haarhygrometern nur in den Fällen festgestellt werden, wenn bei Temperaturen unter  $0^\circ$  keine Kondensationsprodukte des Wasserdampfes zugegen sind, da sich andernfalls das Haar des Hygrometers beschlägt und dieses dann Sättigung anzeigt. Der



Verf. zeigt, daß man in den genannten Fällen die maximale Übersättigung in bezug auf Eis in  $\text{g/m}^3$  berechnen kann, bei der Sättigung in bezug auf Wasser herrscht, daß der größte Wert  $0,222 \text{ g/m}^3$  bei  $-12^\circ$  beträgt, und daß bei dieser Temperatur das Optimum der Schneebildung liegt, was andererseits auch W. Peppler aus statistischen Untersuchungen gefunden hat. *Gutenberg.*

**Anders Angström.** Evaporation and precipitation at various latitudes and the horizontal eddy conductivity of the atmosphere. Ark. f. Mat., Astron. och Fys. 19 (A), Nr. 20, 12 S., 1926. Der Verf. versucht, ausgehend von dem Austausch in der Atmosphäre und unter Berücksichtigung der Verhältnisse in den Ozeanen, den Wasserhaushalt (Verdunstung und Niederschlag) auf der Erde mathematisch zu fassen. Er findet, daß der Wert  $A$  für den Austausch ( $A = \Sigma mk \cdot j t$ , wo  $m$  = Masse,  $k$  = mittlere Weglänge,  $j$  = Querschnitt, der passiert wird) sich auf diesem Wege zu  $4,5 \cdot 10^7$  ergibt in guter Übereinstimmung mit dem aus Windbeobachtungen abgeleiteten Wert, jedoch nur etwa halb so groß, wie Defant aus Temperaturbeobachtungen abgeleitet hat. Bei der Betrachtung der Verhältnisse in verschiedenen Breiten ergibt sich befriedigendes Gleichgewicht zwischen abgegebener und empfangener Energie. Abweichungen in den verschiedenen Breiten werden einmal durch die Lage der Stratosphäre, dann durch die Verteilung von Land und Meer hervorgerufen. *Gutenberg.*

**R. A. Millikan and G. Harvey Cameron.** High frequency rays of cosmic origin. III. Measurements in snow-fed lakes at high altitudes. Phys. Rev. (2) 28, 851–868, 1926, Nr. 5. Der experimentelle Teil der Arbeit wurde bereits gelegentlich der ersten Abhandlung (Proc. Nat. Acad. Amer. 12, 48, 1926) besprochen. Zwei Instrumente (aus Messing von 3 mm Wandstärke und etwa 2 bzw. 3 Liter Volumen) ergaben als Werte der Höhenstrahlung in 0, 1600, 3600, 4300 m bezüglich 1,4, 2,6, 4,8 und  $5,9 J$ , woraus Absorptionskoeffizienten von 3 bis  $1,8 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$  für Wasser abgeleitet werden. Die Werte stimmen also mit den mindestens zwei Jahre früheren Messungen des Ref. ausgezeichnet überein. Zur Auswertung der numerischen Angaben benutzen Verf. das von Gold bestimmte Integral [Proc. Roy. Soc. London (A) 82, 152, 1909], was nichts weiter als das längst bekannte und verwendete Exponentialintegral ist, und berechnen nach Compton die Wellenlängen der Strahlung zu  $\lambda = 0,000634$  bzw.  $0,00038 \text{ \AA.-E.}$  gemäß

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\sigma_0}{1 + 2\alpha} \cdot \frac{ZN}{A} \left( \alpha = \frac{0,0242}{\lambda}, \sigma_0 = 6,64 \cdot 10^{-25}, \frac{Z}{A} = \frac{10}{18}, N = 6,06 \cdot 10^{23} \right).$$

Weitere Überlegungen führen zu dem Schluß, daß die Energie der Primärstrahlung sich bei jedem Rückstoßprozeß in die des Quants und Rückstoßelektrons fast genau aufteilt. Die Frequenz nimmt also auf die Hälfte ab, die Wellenlänge verdoppelt sich. Der mittlere Streuwinkel wird danach zu etwa  $11^\circ$  berechnet, so daß die Strahlrichtung ungefähr die gleiche bleibt. — Weitere Betrachtungen über die Energie der Strahlen zeigen, daß die Höhenstrahlung nicht in dem Maße wie die gewöhnliche  $\gamma$ -Strahlung entarten kann, so daß die auf Berggipfeln gefundene große Strahlenmenge von der Härte der üblichen  $\gamma$ -Strahlen nicht als durch Streuung entartete Höhenstrahlung anzusehen ist. Vielmehr dürfte diese aus Rückstoßelektronen bestehen, die entsprechend der Energie des erzeugenden Quants außerordentlich hohe Reichweiten besitzen (bis zu 50 m in Luft von Atmosphärendruck). Ähnliche Berechnungen zur Ermittlung der günstigsten Schichtdicken für Ionisationsgefäße hat Ref. bereits a. a. Orten gegeben. Der Ursprung der Strahlung kann nach alledem nicht irdisch sein. Die Annahme



von Eddington (*Nature* 117, 26, 1926) und Jeans (*Nature* 116, 861, 1925), daß die Höhenstrahlung auf Einfangen eines Elektrons durch ein Proton zurückzuführen sei, ergibt jedoch viel kürzere Strahlen, von etwa 30mal höherer Energie und Durchdringungskraft. Sie ist also abzuweisen. Die Höhenstrahlung müßte demnach von anderen Kernänderungen herrühren, wie Einfangen eines Elektrons durch ein leichtes Atom, Bildung von Helium aus Wasserstoff oder etwa Kondensation der Strahlung in Atome. Diese Prozesse gehen wahrscheinlich nicht in Sternen, sondern in Nebelmassen vor sich. *Werner Kolhörster.*

**H. Benndorf.** Über den durch die Hesssche Höhenstrahlung bedingten Ionisations- und Leitfähigkeitszustand der höheren Luftschichten. *Phys. ZS.* 27, 686—692, 1926, Nr. 21. Verf. hat sich die Aufgabe gestellt, die Ionisation der Atmosphärenschichten bis zu 120 km Höhe unter dem Einfluß der Höhenstrahlung zu berechnen. Einige Ergebnisse, allerdings nur ganz kurzschüssig und nur für niedere Höhen, sind bereits schon von Wigand vor einiger Zeit veröffentlicht worden. Hier wird gezeigt, daß der durch die Höhenstrahlung bedingte Ionisations- und Leitfähigkeitszustand der Atmosphäre mit verhältnismäßig großer Sicherheit angegeben werden kann. Die mit einem Massenabsorptionskoeffizienten zwischen den Grenzen  $2,2 \cdot 10^{-3}$  und  $4,5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$  ausgeführten numerischen Rechnungen ergeben, daß die Leitfähigkeit in 100 km Höhe bereits den  $10^{10}$ -fachen Wert der Leitfähigkeit an der Erdoberfläche besitzt. Die Luftschichten in 100 km Höhe leiten ebensogut wie trockener Erdboden. Zwischen 70 und 80 km findet ein sehr starker Anstieg der Leitfähigkeit statt, also gerade in der für die Heavisidesche Schicht angenommenen Höhe. Die Höhenstrahlung ist völlig ausreichend, um die starke Ionisation dieser Schichten — auch bei Nacht — erklären zu können. *Werner Kolhörster.*

**Werner Kolhörster.** Bemerkungen zu der Arbeit von R. A. Millikan: Kurzwellige Strahlen kosmischen Ursprungs. *Ann. d. Phys.* (4) 80, 621—628, 1926, Nr. 14. Der Verf. faßt das Ergebnis seiner gegen eine ungebührliche Aufbauschung der Ergebnisse Millikans gerichteten Diskussion zusammen in den folgenden Sätzen: Die „Millikan-Rays“ sind nichts anderes als die längst bekannte Höhenstrahlung. Millikans neueste Ergebnisse erweisen sich (bis auf die nicht bestätigten geringen periodischen Schwankungen) als volle Bestätigung der von Kolhörster seit 1913 ausgeführten Untersuchungen über diese Strahlung. *Seeliger.*

**H. Zanstra.** On the luminosity of comets. *Phys. Rev.* (2) 28, 428, 1926, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) In einer ganz kurzen Note teilt der Verf. eine Formel mit, um die Helligkeit eines Kometenkopfes im Lichte einer Spektrallinie bestimmter Frequenz zu berechnen. Die Formel ist auf Grund der Annahme abgeleitet, daß die Sonne einen schwarzen Strahler der Temperatur  $6000^\circ$  darstellt und eine Resonanzlinie im Kometenkopf durch vollständige Absorption des Sonnenlichtes entsprechender Frequenz zustande kommt. Die Formel liefert die richtige Größenordnung für die totale Helligkeit des Kometen, wenn man in erster Näherung das kontinuierliche Spektrum im Kometenkopf außer acht läßt. *E. Freundlich-Potsdam.*

## Geophysikalische Berichte.

**Imamura.** A Long Period Horizontal Pendulum. Proc. Imp. Acad. 2, 489—491, 1926, Nr. 9. Angaben über den Bau eines Horizontalpendels mit einer Periode bis 210 Sek., aus Stabilitätsgründen jedoch auf 140 Sek. eingestellt, und Wiedergabe eines damit erhaltenen Diagramms. *Picht.*

**A. Berroth.** Schweremessungen mit zwei und vier gleichzeitig auf demselben Stativ schwingenden Pendeln. ZS. f. Geophys. 1, 89—94, 1925, Nr. 3. In den Sitzungsber. d. Berl. Akad. (1902) hat Furtwängler die momentane Änderung der Schwingungszeit eines Pendels, die von einem gleichzeitig auf demselben Stativ schwingenden Pendel mit annähernd gleicher Schwingungsdauer herrührt, als von der Elastizität des Stativs, von dem momentanen Amplitudenverhältnis und von der momentanen Phasendifferenz der Pendel abhängig bestimmt. Durch Integration der Furtwänglerschen Gleichungen versucht Verf. Gebrauchsformeln anzugeben, die die Reduktionen der Schwingungszeiten zweier auf demselben Stativ schwingenden Pendel mit annähernd gleicher Schwingungsdauer auf starres Stativ liefern, wenn die Pendel mit möglichst 180° Phasendifferenz und gleicher Amplitude schwingen. *Schmehl.*

**Mishio Ishimoto.** Construction d'un nouveau micro-sismographe. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 1, 1—3, 1926, Aug. (Japanisch, mit französischer Übersicht.) Es werden die bei der Konstruktion angestrebten Ziele sowie die Konstanten des Apparats angegeben. Der Seismograph ähnelt dem Wiechertpendel. *Picht.*

**Akitsu Imamura.** Note on our Seismometrical Improvements. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 1, 7—25, 1926, Aug. (Japanisch, mit erläuterndem englischen Text zu den Figuren.) Beschreibung der Instrumente des Erdbebeninstituts, teilweise mit Konstanten und Erdbebendiagrammen. *Picht.*

**Kvoji Suyehiro.** A Seismic Vibration Analyser and the Records obtained therewith. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 1, 59—64, 1926, Aug. (Japanisch, mit englischer Übersicht.) 13 gleiche Pendel verschiedener Periode (0,22 bis 1,81 Sek.) sind aufgestellt, um die vorherrschende Periode eines Bebens in einem bestimmten Gebiet sowie die Natur der Erdbebenbewegung zu untersuchen. Verf. veröffentlicht und bespricht einige hiermit erhaltene Beben-  
diagramme. *Picht.*

**Walter Georgii.** Die meteorologischen Meßmethoden. Handb. d. biol. Arbeitsmeth., herausgegeben von Emil Abderhalden. Abt. II, Physikalische Methoden, S. 483—540, Nr. 4. Berlin und Wien, Urban & Schwarzenberg, 1924. *Güntherschulze.*

**H. Stade.** Über eine zum Gebrauch an Polarstationen abgeänderte Form des Sonnenscheinautographen nach Campbell-Stokes. Meteorol. ZS. 43, 500—501, 1926, Nr. 12. Beschreibung eines vom Verf. angegebenen Sonnenscheinautographen, bei dem die Kugelschale um eine der Erdachse parallele Achse beliebig gedreht werden kann, und bei dem die Verwendung eines besonderen Glases und eines besonderen (dunkelgrau) Papiers noch bei niedrigsten Sonnenhöhen (Barkow auf der deutschen Südpolarexpedition bei 1°) die Registrierung ermöglicht. *Chr. Jensen.*

**W. Schweydar.** Die topographische Korrektion bei Schweremessungen mittels einer Torsionswaage. ZS. f. Geophys. 1, 81—89, 1925, Nr. 3; zweite

Mitteilung ebenda 3, 17–23, 1927, Nr. 1. In der ersten der angeführten Arbeiten hat der Verf. ein Verfahren zur Berechnung der Geländekorrekturen für die Drehwage abgeleitet. Man nivelliert um den Stationspunkt auf konzentrischen Kreisen ( $\varrho = \text{const}$ ) in gleichabständigen Azimuten ( $a$ ). Die Höhenunterschiede [ $z(\varrho, a)$ ] gegen den Stationspunkt werden auf jedem der Kreise  $\varrho = \text{const}$  in eine nach Vielfachen von  $a$  fortschreitende Fouriersche Reihe entwickelt. Zwischen den Kreisen interpoliert man linear. Das absolute Glied der Fourierreihen ist Null, und die weitere Entwicklung zeigt, daß man nur die Koeffizienten des einfachen und des doppelten Winkels berechnen muß. Die Formeln für die Krümmungsgröße enthalten nur die Koeffizienten des doppelten Winkels, die Formeln für den Gradienten enthalten nur die Koeffizienten des einfachen Winkels. Während bei der Krümmungsgröße nur die ersten Potenzen der Koeffizienten vorkommen, enthalten die Formeln für den Gradienten auch quadratische Glieder, die aus Produkten von je zweien der Koeffizienten bestehen und die für die praktische Rechnung recht unbequem sind. Sie werden nur für die unmittelbare Nähe des Stationspunktes (bis zu 5 m Entfernung) berechnet, während bei ungünstigem Gelände erfahrungsgemäß auch größere Entfernungen in Betracht kommen. — Diesen Mängeln hilft die zweite Mitteilung ab. Die Formeln für den Gradienten werden bequemer gestaltet, und zwar so, daß man bei den quadratischen Gliedern beliebige Entfernungen berücksichtigen kann. Indem man nicht nur die Höhenunterschiede  $z$  selbst, sondern auch deren Quadrate in Fourierreihen entwickelt und zwischen den Kreisen  $\varrho = \text{const}$  quadratisch interpoliert, gelingt es, einfache Ausdrücke für die Wirkung des Geländes auf den Gradienten zu finden. Es werden zwei Darstellungen gegeben. In der einen Darstellung werden die quadratischen Glieder durch lineare Glieder ersetzt, die nur die Koeffizienten des einfachen Winkels der Entwicklung von  $z^2$  enthalten. Die andere Darstellung führt an Stelle des Höhenunterschieds  $z$  gegen den Stationspunkt den Höhenunterschied  $\zeta = z - h$  gegen den Schwerpunkt des Drehwagegehänges ein. Dann kommen bei dem Gradienten nur noch Glieder der Entwicklung von  $\zeta^2$  vor, bei der Krümmungsgröße nur die der Entwicklung von  $\zeta$ . Die erste dieser Darstellungen gestattet, die nach den Formeln der ersten Mitteilung berechneten Korrekturen zu ergänzen.

K. Jung.

**W. Stackler.** Der isostatische Zustand Ostafrikas auf Grund der Ergebnisse der ostafrikanischen Pendelexpedition. Mitt. a. d. d. Schutzgeb. 34, 23–39. 1926. Dissertation. Ostafrika weist starke tektonische Störungen auf, die sich durch Grabenbrüche, Erdbeben und Vulkanismus zu erkennen geben. E. Kohlschütter hatte durch Anbringung einer isostatischen Steilrandkorrektur an die von ihm bestimmten 35 Schwerewerte einen Teil der isostatischen Störungen erfaßt. In der vorliegenden Arbeit versucht Verf., die gesamten Störungen zu berücksichtigen. Lokal angenommene Isostasie vermag die Schwerkraftverteilung nicht zu erklären. Die Schwereanomalien finden ihre Deutung durch Annahme einer Schollenisostasie. Bei der Festlegung der Schollengrenzen schließt sich der Verf. dem Verlauf der vier Hauptbruchzonen Ostafrikas an. Es wurde mit Ausgleichstiefen von 50 bis 200 km gerechnet; die günstigsten sind 109,2 und 130,1 km. Es wird angenommen, daß jede der acht Schollen isostatisch ausgeglichen ist. Die Restanomalien werden einzeln diskutiert. Die von Wegener in seiner Kontinentalverschiebungstheorie aufgestellte Behauptung, daß die Grabenbildung durch horizontal wirkende Kräfte geschieht, wird durch die isostatischen Ergebnisse bestätigt. Wirken diese Kräfte fort, so müßte es zur Abtrennung des östlichen Teiles Ostafrikas vom Kontinent kommen.

Schmehl.



**F. A. Vening-Meinesz.** Observations de pendule sur la mer pendant un voyage en sous-marin de Hollande à Java. Doltf 1923, 16 S. Die Ergebnisse der auf unstabilem Boden in Holland ausgeführten Pendelmessungen zur Bestimmung von Schwerkraftsdifferenzen veranlaßten den Verf., seine Methode des gleichzeitigen Schwingens zweier Pendel mit annähernd gleicher Schwingungsdauer mit gleichen Amplituden und entgegengesetzter Phase in einem fahrenden Unterseeboot zu versuchen. Die Messungen hatten Erfolg; auf einer Reise von Holland durch den Suezkanal nach Java bestimmte der Verf. in einem in einer Tiefe von etwa 30 m fahrenden Boote etwa 30 Schwerkraftswerte, die mit einigen in den Häfen ermittelten Werten verglichen werden konnten; die Übereinstimmung war nicht überall befriedigend. In einigen Teilen des Mittelmeeres wurden auffallend große positive Schwereanomalien gefunden. Die Ergebnisse sind in einem Nachtrag berichtigt; sie waren ursprünglich mit einer falschen Entfernung des zur photographischen Registrierung dienenden Filmstreifens von den Pendelspiegeln berechnet worden. Es wurden Messingpendel verwandt; die rasche Temperaturänderung bereitete Schwierigkeiten. *Schmehl.*

**C. H. Swick.** Recent determinations of gravity at sea. Bull. Nat. Res. Counc. 11, 56—58. 1926, Part 2, Nr. 56. Vening-Meinesz hat seine Reise nach Java wiederholt, um seine auf der ersten Fahrt gewonnenen Ergebnisse zu prüfen. Er konstruierte einen neuen Schwereapparat, in dem drei Pendel in derselben Ebene schwingen. Durch eine geeignet gewählte Spiegelanordnung erreicht er, daß dem Filmstreifen direkt die Bewegungen der sogenannten „hypothetischen“ Pendel entnommen werden können; diese Pendel sind in ihren Bewegungen von horizontalen Verschiebungen des Stativs unbeeinflußt. Der Apparat enthält außerdem zwei in ihren Schwingungen stark gedämpfte Pendel, die die Schlinger- und Stampfbewegungen des Schiffes anzeigen; das eine dient zur Berechnung der Amplituden der hypothetischen Pendel, das andere soll kontrollieren, ob der Winkel zwischen der Schwingungsebene der Pendel und der Vertikalebene des Ortes in hinreichend kleinen Grenzen bleibt. Vening-Meinesz ist auf einer Reise nach Java durch den Panamakanal begriffen, um Messungen auf dem Atlantischen und auf dem Großen Ozean auszuführen. *Schmehl.*

**E. J. Brown.** Use of the gravity pendulum as a timepiece for longitude determinations. Bull. Nat. Res. Counc. 11, 54—56, 1926, Part 2, Nr. 56. Die geographische Längendifferenz zweier Punkte wird heute fast durchweg in der Weise ermittelt, daß der Zeitpunkt ein und desselben funkentelegraphischen Signals in Ortssternzeit mit Hilfe von Sternbeobachtungen an beiden Orten festgelegt wird. Auf jeder Station wird, meist auf automatischem Wege, dieser Zeitpunkt mit Hilfe einer Pendeluhr oder eines Chronometers festgehalten. Der Stand der Uhr wird kurz vor dem Signal und kurz nach dem Signal mittels Sterndurchgängen bestimmt und daraus der Gang der Uhr berechnet, der den genauen Uhrstand zur Zeit der Signalaufnahme liefert. Um einen durch Gangänderungen zwischen den Zeiten der Uhrstandbestimmungen hervorgerufenen Fehler auf ein Minimum herabzudrücken, schlug Bowie vor, während der gesamten Beobachtungszeit ein freies Pendel, wie es zu Schwerkraftmessungen verwandt wird, schwingen zu lassen und hiermit durch Koinzidenzbeobachtungen die Gangänderungen der Beobachtungsuhr zahlenmäßig zu erfassen. Der Vorteil dieses Verfahrens tritt besonders dann in Erscheinung, wenn die beiden astronomischen Beobachtungen, z. B. infolge zeitweiser Bewölkung des Himmels, zeitlich weiter auseinander liegen; im evakuierbaren Apparat vermag ein freies Pendel 12 Stunden zu schwingen; nach 12 Stunden können auch noch die notwendigen Koinzidenz-



beobachtungen angestellt werden. Durch photographische Registrierung kann man außerdem die Beobachtung der Pendelschwingungen von jedem persönlichen Einfluß befreien. *Schmehl.*

**Ishimoto.** Vibration d'un bâtiment de ciment sans étage. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 1, 4—6, 1926. (Japanisch.) Mit drei gleichen Erschütterungsmessern (micro-sismographes) von der Periode 1,19 Sek., der Vergrößerung 2500 und der Dämpfung 0,35 werden gleichzeitig die Bodenbewegungen in der Nähe eines einstöckigen Gebäudes, auf dessen Fußboden und Dach gemessen. Auf dem Erdboden herrscht — neben den Perioden 0,69, 0,40, 0,24 Sek. — die Periode 0,1 Sek. vor. Die beiden anderen Registrierungen im Gebäude bzw. auf dem Dache sind fast völlig identisch und besitzen die Periode 0,22 Sek. Diese wird als Schwingung des ganzen Gebäudes auf einer elastischen Unterlage angesprochen. Außer diesen identischen Schwingungen treten noch nicht identische von der Periode 0,12 Sek. auf, die als elastische Eigenschwingungen des Gebäudes gedeutet werden. *Picht.*

**A. Berroth.** Referenzpendelmessungen am Salzhorst Oldau-Hambühren (Hannover). ZS. f. Geophys. 3, 1—16, 1927, Nr. 1. Es soll der Nachweis erbracht werden, daß Pendelmessungen dazu dienen können, die Grenzen eines in rohem Umriß bekannten Salzhorstes aufzusuchen. Als Verfahren dient die Referenzmethode, indem zu annähernd gleichen Zeiten auf einer über dem Salzhorst gelegenen Bezugsstation und auf je einer von acht weiteren Stationen beobachtet wird. Die Schwingungen des Pendels der Beobachtungsuhr auf der Bezugsstation werden mittels Relais und Kabel auf die Außenstationen übertragen. Das Mitschwingen des Pendelpfeilerstativs hat Verf. fast durchweg vernachlässigt; er ließ zwei Pendel auf demselben Stativ mit angenähert gleicher Schwingungsdauer mit gleichen Amplituden und der angenäherten Phasendifferenz von 180° schwingen. Die 1924 von der „Exploration“ G. m. b. H. vorgenommenen Drehwagenmessungen lieferten, wie die Integration der Gradienten zeigt, im großen ganzen das gleiche Schwerebild wie die Pendelmessungen.

*Schmehl.*

**E. Tams.** Bemerkungen zu der Untersuchung von Herrn Myrbach, ob Sonnenflecken und Mondphase einen auslösenden Einfluß auf Erdbeben haben. ZS. f. Geophys. 3, 23—27, 1927, Nr. 1. Der Verf. kommt wie V. Conrad zu dem Ergebnis, daß die Analyse der Erdbebenhäufigkeit nach dem Mondalter bisher keine Kurven geliefert hat, die einen Zusammenhang erkennen lassen. Die Anwendung der Kriterien, ob Zufall oder Gesetzmäßigkeit das Aussehen der Kurven hervorgerufen hat, sprechen für ersteren. Die von O. Meissner angewandte Methode ist anfechtbar. *Gutenberg.*

**G. Angenheister.** Beobachtungen bei Sprengungen. ZS. f. Geophys. 3, 28—33, 1927, Nr. 1. Der Verf. hat eine Reihe von sehr schönen Aufzeichnungen von Sprengungen gewonnen, aus denen sich erkennen läßt, daß die Registrierungen bei gleicher Energiequelle lediglich eine Funktion des durchlaufenen Weges sind, und in denen sich bei verschiedenen Distanzen die entsprechenden Einsätze charakteristisch herausheben, so daß sich Laufzeitkurven zeichnen lassen. Charakteristisch ist, daß die Hauptphase plötzlich abbricht und daß ihre Dauer mit zunehmender Distanz wächst. Der Verf. deutet dies durch die Annahme, daß die Energie eine Deckschicht durchdringt und Erregungen in der darunter liegenden Schicht verursacht, welche in dieser fortschreiten und dabei von unten her die Deckschicht zum Mitschwingen bringen. Einmal pflanzen sich also vermutlich

longitudinale und transversale Wellen in der unteren Schicht fort, dann langsamere Wellen in der oberen Schicht, die um so länger an einer Station beobachtbar sind, je weiter diese vom Herde abliegt. Schließlich sind auch die Schallwellen durch die Luft feststellbar. *Gutenberg.*

**C. W. Lutz.** Ortsgültige Laufzeitkurven. ZS. f. Geophys. **3**, 34—43, 1927, Nr. 1. Der Verf. leitet aus Nahbebenaufzeichnungen in München für diese Station gültige Laufzeitkurven ab, welche die Ergebnisse der seither aus Aufzeichnungen an verschiedenen Stationen gewonnenen Kurven bestätigen. Zum Ausmessen der einzelnen Werte für diese wertvolle Untersuchung benutzte er einen von ihm konstruierten Meßschieber. *Gutenberg.*

**Herbert P. T. Rohleder.** Bodenknalle in Nord-Irland. ZS. f. Geophys. **3**, 43—46, 1927, Nr. 1. Der Verf. vermutet, daß die Bodenknalle ganz schwache Erdbeben sind, die nur gehört, nicht aber gefühlt werden. *Gutenberg.*

**Kiyoo Wadachi.** On the Pulsatory Oscillations in Tokyo. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo **1**, 55—58, 1926, Aug. (Englisch und Japanisch.) Es wird die seismische Unruhe in Tokyo vom 1. Dezember 1925 bis zum 21. Januar 1926 beobachtet. Es treten besonders die Perioden  $< 3$ , 4 bis 8,  $> 30$  Sek. hervor. Die Amplitude ist im allgemeinen bedeutend größer als an anderen Stationen Europas. In der zweiten Gruppe machen sich besonders die Perioden 4 und 7 Sek. bemerkbar, die mit der Eigenschwingung einer 1,5 km dicken Schicht bzw. einem „Oberton“ in Verbindung gebracht werden. Es werden auch Vergleiche zwischen den Bodenbewegungen und den meteorologischen Erscheinungen angestellt. *Picht.*

**Omura.** The Change of Elevation of Land caused by the Great Earthquake of September 1st. 1923. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo **1**, 65—68, 1926. (Japanisch.) Bericht über die Vermessungen zur Feststellung der durch das Septemberbeben 1923 hervorgerufenen Änderungen der Erdoberfläche Japans, soweit sie bis Ende 1925 durchgeführt waren. *Picht.*

**Imamura.** Analytic Investigation of the Great Kwantô Earthquake. Proc. Imp. Acad. **2**, 401—404, 1926, Nr. 8. Betrachtungen und Diskussion der seismischen Aufzeichnungen des Japanerdbehens vom 1. September 1923 nebst Diagrammen. Es zeigt sich, daß das Gesamtbeben aus einer Gruppe von Einzelbeben bestand, die an verschiedenen Stellen zu verschiedenen Zeiten, jedoch innerhalb eines Zeitraumes von 10 Sek. auftraten, und von denen jeder einzelne Stoß deutlich von den übrigen getrennt und in den Diagrammen unterscheidbar ist. *Picht.*

**O. Meissner, J. Picht und R. Berger.** Seismometrische Beobachtungen in Potsdam in der Zeit vom 1. Januar 1919 bis 31. Dezember 1924. Veröff. Geod. Inst. Potsdam 1926, Nr. 96, 44 S. Auswertung der vom Wiechertschen 1000-kg-Horizontalpendel in den angegebenen Jahren in Potsdam aufgezeichneten Beben. Die Verf. haben sich auf die Angabe der Daten der größeren Beben beschränkt. Das Heft enthält außerdem noch einige kurze Abhandlungen über die mikroseismische Bewegung sowie über Geschwindigkeit und Absorptionskoeffizient der Hauptwellen. *Picht.*

**James B. Macelwane.** Are important earthquakes ever caused by an impact? Bull. Seism. Soc. Amer. **16**, 15—18, 1926, Nr. 1. Es werden Beispiele

angegeben, in denen ein beträchtlicher Felssturz kein auf weitere Entfernungen bemerkbares Erdbeben verursacht hat. Hiervon ausgehend, werden Zweifel erhoben, ob ein zugleich mit einem Erdbeben auftretender Felssturz als dessen Ursache betrachtet werden kann, und die Frage gestellt, ob es sich nicht fast immer nur um eine Begleiterscheinung handelt. Bedenkt man ferner, daß beim Einsturz unterirdischer Höhlen Energien von meist nicht viel beträchtlicherer Größenordnung zur Auswirkung kommen, so ist die Ansicht berechtigt, daß „Einsturzbeben“ nicht aus Mangel an Beobachtungen unzureichend erforscht sind, sondern daß der Grund in ihrem tatsächlich seltenen Auftreten zu suchen ist.

*K. Jung.*

**E. Fichot.** Sur la relation entre la vitesse maxima du courant et l'amplitude de la marée. C. R. 184. 253—256, 1927, Nr. 5. Wasserstandsmessungen in Cherbourg in den Jahren 1921/22 brachten Courtier zu der Überzeugung, daß die maximale Geschwindigkeit des Flutstromes der Quadratwurzel des Tidenhubes proportional sei, während man sonst eine lineare Beziehung annimmt. Fichot stellt theoretische Formeln auf, aus denen hervorgeht, daß es sich in Cherbourg um einen seltenen, örtlich bedingten Ausnahmefall handeln muß.

*Otto Meissner-Potsdam.*

**A. Danjon.** Étude interférentielle de la scientillation et des conditions de stabilité des images télescopiques. C. R. 183, 1032—1034. 1926, Nr. 22. Verf. wendet zur Prüfung der Einwirkung der Luftunruhe auf die optische Abbildung (z. B. von Sternen) eine Interferenzmethode an. Er zeigt unter anderem, daß bei Vergrößerung der Öffnung die durch die Luftunruhe erzeugte Verschlechterung allmählich einem Endwert zustrebt, worin Verf. eine Rechtfertigung für die Benutzung großer Objektive sieht, da hierdurch eine Erhöhung der Helligkeit erzielt werde, ohne daß damit eine wesentliche Verschlechterung infolge der Luftunruhe verbunden sei. Es folgen noch einige andere hierher gehörige Überlegungen sowie ein Bericht über zugehörige Untersuchungsergebnisse.

*Picht.*

**L. C. W. Bonacina.** Polar Pressures. Nature 119, 124, 1927, Nr. 2986. Verf. wendet sich gegen Hobbs, der einen Satz von ihm durch Auslassen eines Wortes falsch zitiert hat (Nature, 25. Dez. 1926, S. 915). Die hohen Drucke der glazialen Antizyklone der Antarktis und von Grönland und der Windscheide des Nordpols sind relativ gering und lassen sich mit den niedrigen Drucken in der Umgebung der Pole in höheren Schichten in Einklang bringen.

*Güntherschulze.*

**Harold Jeffreys.** Atmospheric Circulation. Nature 119, 194, 1927, Nr. 2988. Durch den meridionalen Austausch werden auch die Rotationsmomente ausgetauscht, und es entstehen die Ost- und Westwindzonen in den Roßbreiten bzw. letztere in den gemäßigten Breiten. Infolge der Ablenkung müssen die Westwinde weiter nördlich wieder in Ostwinde übergehen, wodurch wieder eine antizyklonale Bewegung entsteht. Auf diese Weise ist der Austausch zur Aufrechterhaltung der allgemeinen Zirkulation erforderlich; die Zyklonen sind also nicht eine Folge, sondern die Ursache der allgemeinen Zirkulation.

*Stüve.*

**A. Wendler.** Das Problem der technischen Wetterbeeinflussung. 7 Abb., 107 S. Hamburg, H. Grand. 1926. (Probleme d. kosm. Physik, Bd. 9.) Vom Verf. erschien 1919 unter ähnlichem Titel eine auch von namhaften Meteorologen günstig aufgenommene Broschüre. Der Gegenstand wird hier unter wesentlicher Erweiterung und Vertiefung (zahlreiche Literaturnachweise) behandelt.



Unter eingehender Berücksichtigung der bisherigen Erfahrungen auf dem Gebiet der künstlichen Wetterbeeinflussung, der neueren technischen Errungenschaften und der prinzipiellen Gesichtspunkte hat Verf. in objektiver Weise das Für und Wider gegeneinander abgewogen. Besonders wertvoll erscheint die ausführliche Behandlung der prinzipiellen Möglichkeiten. Stark betont wird das Falsche der viel vertretenen Auffassung, daß eine Wetterbeeinflussung größeren Stils auch große Stoff- bzw. Energiemengen benötige. Nach dem Verf. können vielmehr bei geschickter Ausnutzung der vorhandenen Wettertendenz (zur rechten Zeit, am rechten Ort, wobei die interessanten korrelativen Zusammenhänge zu beachten sind) mit geringen Stoff- bzw. Energiemengen erhebliche Wirkungen erzielt werden. Jeder Versuch einer Wetterbeeinflussung (im engeren Sinne — ungewollte Dauerwirkungen durch Wald, Wüste, Gebirge, Städte usw. werden auch besprochen) müßte nach dem Verf. von kolloidchemischen Vorstellungen ausgehen, indem man die Erfahrungen der chemischen Technologie mit entsprechenden Kontaktkörpern im Verein mit der neuesten Hochspannungstechnik sinngemäß auf die meteorologischen Verhältnisse zu übertragen hätte. — Besonders hingewiesen sei auf das Kapitel über die Technik der vom Verf. stark befürworteten meteorologischen Freiluftversuche, über die Prinzipienfragen und auf das Kapitel über Katalyse und Kolloidchemie in der Meteorologie. Verf. hat sich bemüht, alle irgendwie mit dem Problem in Beziehung stehenden Fragen zu berücksichtigen.

*Chr. Jensen.*

**Arthur Holmes and Robert W. Lawson.** The radioactivity of potassium and its geological significance. *Phil. Mag.* (7) 2, 1218—1233, 1926, Nr. 12. a) Die Geschwindigkeit der von Rubidium und Kalium ausgesendeten  $\beta$ -Teilchen beträgt 0,60 . c und 0,85 . c; die zugehörigen Energien sind 2,04 bzw. 7,30 .  $10^{-7}$  Erg. b) Die wahrscheinlichsten Halbwertszeiten sind  $T_{\text{Rb}} = 10^{11}$  a und  $T_{\text{K}} = 10^{12}$  a. Die Zerfallskonstanten daher  $\lambda_{\text{Rb}} = 6,9 \cdot 10^{-12} \cdot a^{-1}$ ,  $\lambda_{\text{K}} = 4,6 \cdot 10^{-13} \cdot a^{-1}$ . c) In bezug auf den Wärmehaushalt ist K von gleicher Wichtigkeit wie U oder Th, während d) die Radioaktivität des Rb wegen seiner Seltenheit geologisch keine Rolle spielt. e) Es ist kein Anhaltspunkt dafür, daß mehr als 1 Proz. der Energie der radioaktiven Strahlung beliebigen Ursprungs anders als in Wärme verbraucht wird. f) Die Oberflächenschicht der Erde muß ihrer Dicke nach kleiner sein als 30 km und wird wahrscheinlich 20 km nicht überschreiten. g) Wird eine mittlere Dicke von 15 km für die kontinentale Kruste und von 6 km für den Boden der Ozeane angenommen, so muß die darunter liegende Schicht eine Dichte von 3,4 bis 3,5 haben; das Material dürfte Eklogit sein. h) Die Zeit, die nötig ist, um durch radioaktive Erwärmung dieser Schicht die „latente“ Wärme (Joly) zuzuführen, wird auf  $23 \cdot 10^6$  a geschätzt. — Diese Schlüsse werden aus dem häufigen Vorkommen von K und dem daraus folgenden starken Wärmeeffekt gezogen.

*K. W. F. Kohlrausch.*

**A. Stäger.** Électricité volcanique. *Arch. sc. phys. et nat.* (5) 8, 353—354, 1926, Nov./Dez. [C. R. Soc. suisse de géophys., météorol. et astron.] Ankündigung einer Arbeit, die ein genaues Studium der Elektrisierung durch Zerstäubung und ihrer Bedeutung für die Vulkangewitter enthält und demnächst in den „Beiträgen zur Geophysik“ erscheinen soll.

*Kähler.*

**Victor Oberguggenberger.** Erdstrombeobachtungen im Gebirge. *Wiener Ber.* 135 [2a], 99—116, 1926, Nr. 3/4. Der Verf. bespricht die Fehlerquellen von Erdstrommessungen insbesondere durch vagabundierenden Gleichstrom. Für Messungen konnte die Leitung am Arlberg benutzt werden; eine Strecke hatte eine Höhen-



differenz  $h = 532$  m bei einem Abstand  $a$  der Erdplatten voneinander von 3123 m; eine zweite Strecke hatte  $h = 727$  m,  $a = 6100$  m; eine dritte  $h = 717$ ,  $a = 4800$  m. Die EK war im Mittel 0,098 Volt pro 1000 m Höhendifferenz; sie sank während Regen auf 0,0685. In der Nähe von Innsbruck wurde eine Leitung mit  $h = 33$  m,  $a = 870$  m Luftentfernung verwandt und ergab 0,088 Volt km; kein Einfluß von Tageszeiten und Wetter. Auf anderer stark geneigter Leitung mit  $h = 170$  m,  $a = 390$  m bei schönem Wetter 0,314 Volt km, bei schlechtem Wetter 0,148. Bei Jenbach  $h = 360$  m,  $a = 510$  war  $E = 0,18$  bis 0,25 Volt km an verschiedenen Teilstrecken. Mit zwei Elektroden in einem Schachte 40 m unter der Erdoberfläche  $h = 360$ ,  $a = 510$  war  $E = 0,18$  Volt km; war die eine Elektrode im Schachte und die andere an der Erdoberfläche  $h = 360$ ,  $a = 500$ , so fand der Verf. 0,25 Volt/km. Eine Elektrode in einem Stollen, die andere 75 m darüber an der Erdoberfläche, ergab 0,5 Volt/km. Die letzteren Werte zeigten (ebenso wie die Beobachtungen von Hecker und Koenigsberger), daß die Potentialdifferenz in der Erde selbst, nicht etwa nur an der Oberfläche vorhanden ist. Auf der Oberfläche ebenda bei gleichem  $h$  war  $E = 0,13$  Volt km. An einer einzelstehenden hohen Kuppe kehrte sich, wie schon Hecker und Koenigsberger beobachtet hatten, gelegentlich die Stromrichtung um, die sonst immer bergauf ging. Längere Messungsreihen an einem Hange von  $37^\circ$  bei etwa 500 m Höhendifferenz und 839 m Luftabstand während längerer Zeit ausgeführt, ergaben für schönes Wetter die höchsten, für Nebeltage die kleinsten, für Gewittertage zwischenliegende Werte. Die größten Unterschiede waren etwa 35 Proz. (Der Galvanometerwiderstand war wohl groß gegenüber allen anderen Widerständen.) Der tägliche Gang ist schwach an Schönwettertagen: Doppelwelle mit Hauptmaximum bei 16<sup>h</sup> und Nebenmaximum um 4<sup>h</sup>. — Unter Berücksichtigung des horizontalen Erdstromes, der sich angenähert feststellen läßt, errechnet Oberguggenberger als bestes Mittel einen Potentialunterschied von etwa 0,4 Volt/km. (Hecker und Koenigsberger hatten 0,7 Volt/km an sehr steilem Berge gefunden.) *Koenigsberger.*

**C. Chree.** Wireless Communication and Terrestrial Magnetism. Nature 119, 82—83, 1927, Nr. 2985. Historisches über die Entdeckung der elektrisch leitenden Atmosphärenschicht in der Höhe aus erdmagnetischen Beobachtungen. Cavendish bestimmte 1790 die Höhe eines Nordlichtbogens auf 84 bis 114 km. Die dauernde Existenz einer leitenden Schicht ist zuerst von Balfour Stewart 1882 angenommen, um die täglichen Schwankungen des Erdmagnetismus zu erklären. Chree bespricht weitere erdmagnetische Aufschlüsse über die leitende Schicht. *Bartels.*

**W. H. Eccles.** Wireless Communication and Terrestrial Magnetism. Nature 119, 157, 1927, Nr. 2987. In Erwiderung auf den vorstehend referierten Brief von C. Chree versucht der Verf. zu rechtfertigen, weshalb er denjenigen Teil der Atmosphäre, der für die Fortpflanzung der drahtlosen Wellen um die Erde verantwortlich ist, als Heavisideschicht bezeichnet hat. Er hält es für noch nicht erwiesen, daß die leitenden Schichten, deren Existenz Balfour Stewart, A. Schuster, Störmer und Heaviside aus den Beobachtungen des Nordlichtes, des Erdmagnetismus und der drahtlosen Telegraphie gefolgert haben, identisch sind. — Für die Sonnenfinsternis am Morgen des 29. Juni 1927, deren Totalitätszone quer durch England gehen wird, werden spezielle drahtlose Beobachtungen vorgeschlagen. *Bartels.*

**Joseph Larmor.** Magnetic Storms and Wireless Communications. Nature 118, 662, 1926, Nr. 2975. Während eines magnetischen Sturmes wurde die ge-

richtete Kurzwellenverbindung England—Kanada vollständig unterbrochen. Die Ursache kann nicht in den geringen Änderungen des magnetischen Feldes liegen, weil dadurch nur der Weg der Kurzwellenstrahlen ein wenig verändert würde. Vielmehr müssen die freien Elektronen, die in die höhere Atmosphäre eindringen und dabei den magnetischen Sturm erzeugen, die Strahlen völlig aus ihrer Bahn lenken. Sehr unwahrscheinlich ist es, daß die einzige andere Erklärungsmöglichkeit zutrifft, wonach das magnetische Feld Schwingungen ausführt, deren Perioden von der Größenordnung der Laufzeit der Strahlen sind.

*Bartels.*

**A. Pannekoek.** Ionisation Equilibrium in Stellar Atmospheres and in the Earth's Atmosphere. Proc. Amsterdam **29**, 1165—1171, 1926, Nr. 9. Es wird die Ionisation der oberen Atmosphärenschichten durch photoelektrische Sonnenwirkung berechnet auf Grund von Formeln, die von Megh Nad Saha und Woltjer für Sternatmosphären abgeleitet waren. Unter Zugrundelegung einer Temperatur von  $-55^{\circ}$  und unter Berücksichtigung der Absorption ergibt die Rechnung, daß die Anzahl  $n$  der Elektronen pro Kubikzentimeter für Sauerstoff und Stickstoff erst in über 100 km Höhe merklich wird. Das Maximum,  $n = 10^6$  bis  $10^6$ , tritt bei Sauerstoff in 128 km, bei Stickstoff in 145 km ein und fällt dann sehr rasch linear auf Null ab. Danach kann in den Höhen unter 100 km die photoelektrische Sonnenwirkung überhaupt keine Rolle mehr spielen. Es ist das bemerkenswert, weil bisher häufig die Heavisideschicht unter 100 km angenommen worden ist. Durch die Annahme, daß die Temperatur wesentlich tiefer liegt, etwa von  $-55^{\circ}$  in 15 km auf  $-160^{\circ}$  in 90 km Höhe abnimmt, fällt das maximale  $n$  etwa 30 km tiefer. Ein sicherer Nachweis der Heavisideschicht würde also wertvolle Schlüsse auf die Temperaturverhältnisse erlauben. — Für den Wasserstoff beginnt die Ionisation erst in über 700 km Höhe merklich zu werden (Maximum in etwa 900 km). Für die Heavisideschicht trägt also der Wasserstoff überhaupt nichts bei, oder anders ausgedrückt: Die Annahme einer Wasserstoffatmosphäre macht die Annahme einer Heavisideschicht durch photoelektrische Ionisation unmöglich. Das ist außer für die Fortpflanzung der Wellen der drahtlosen Telegraphie auch für die Schallfortpflanzung wichtig.

*Kähler.*

**G. R. Wait.** On the effects of dust, smoke, and relative humidity upon the potential gradient and the positive and negative conductivities of the atmosphere. Phys. Rev. (2) **29**, 372—373, 1927, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Im Watheroo Magnetic Observatory in Westaustralien wurden gleichzeitig die atmosphärische Elektrizität, der Staubgehalt und die Feuchtigkeit der Atmosphäre gemessen. Es zeigte sich, daß der Potentialgradient sich annähernd verdoppelt, wenn der Staubgehalt von Null auf 10000 Teilchen im Kubikzentimeter zunimmt und dann nur noch wenig weiterwächst. Man ist also berechtigt, in staubhaltiger Luft gewonnene Werte auf staubfreie Luft zu extrapolieren. Sowohl die negative wie die positive Leitfähigkeit nehmen auf etwa die Hälfte ab, wenn der Staubgehalt von Null auf 5000 Teilchen im Kubikzentimeter zunimmt, und sinken bei weiter steigendem Staubgehalt nur noch langsam weiter. Das Verhältnis von positiver zu negativer Leitfähigkeit nimmt mit dem Staubgehalt zu. Eine Zunahme der relativen Feuchtigkeit wirkt ähnlich, aber schwächer.

*Güntherschulze.*

**J. J. Nolan and G. P. de Sauty.** Atmospheric ionisation. Roy. Irish Acad. Nov. 30, 1926. Nature **119**, 105, 1927, Nr. 2985. Es werden die Bedingungen für das Gleichgewicht zwischen kleinen Ionen, Kondensationskernen und großen Ionen in der Atmosphäre untersucht. Es wird gezeigt, daß, wenn positive und

negative große Ionen in gleicher Menge vorhanden sind, das Verhältnis der Konzentration der kleinen Ionen beider Vorzeichen mit dem Verhältnis ihrer Beweglichkeiten durch die Gleichung verknüpft ist:  $n_+/n_- = (k_-/k_+)^m$ , wo  $m$  nicht weit von 1 entfernt und wahrscheinlich gleich  $\frac{3}{4}$  ist. Für  $n_+/n_-$  wird in atmosphärischer Luft der Wert 1,24 gefunden. In Innenräumen ist  $n_+/n_- = 1,11$  und  $k_-/k_+ = 1,16$ . Der Wert der Wiedervereinigungskonstanten kleiner Ionen mit großen Ionen und Kernen wird bestimmt. Es zeigt sich, daß sowohl die kleinen wie die großen Ionen sich in eine Anzahl getrennter Gruppen zerlegen lassen.

Güntherschulze.

**W. F. G. Swann.** Measurements of the variation of residual ionization in air with pressure at different altitudes. Phys. Rev. (2) 29, 372, 1927, Nr. 2. (Kurzer Sitzungsbericht.) Verf. untersuchte die Restionisation in einer Eisenkugel für Drucke zwischen 1 Atm. und 1000 lbs pro inch<sup>2</sup> (68 Atm.) in Colorado Springs und auf dem Gipfel des Pikes Peak. Bei der einen Versuchsreihe war die 25 mm dicke (Wandstärke) Eisenkugel von einem Bleimantel von 5 cm Dicke umhüllt, bei der anderen nicht. Die Beobachtungen ließen sich mit einer Genauigkeit von 2 Proz. reproduzieren. Der mittlere scheinbare Absorptionskoeffizient  $a$  (der für den Fall einer senkrechten Strahlung berechnete Koeffizient) war  $5,2 \cdot 10^{-4}$  pro Meter Luft bei Atmosphärendruck. Der gleiche Wert ergab sich auch bei der Berechnung der Absorption mit Hilfe anderer Drucke. Die Zunahme der Ionisation pro Atmosphäre Druckzunahme nahm mit steigendem Drucke ab, wurde aber bei höheren Drucken konstant und betrug auf dem Pikes Peak 0,75 pro Kubikzentimeter pro Atmosphäre Druckzunahme.

Güntherschulze.

**H. Solberg.** Über die Bewegung eines elektrisch geladenen Teilchens in einem Magnetfeld. Avhandlingar utgitt av det Norske Videnskaps-Akademi i Oslo I, Mat.-Nat. Klasse, 1926, Nr. 4, 32 S. Wenn man die Bewegungsgleichungen eines elektrisch geladenen Teilchens auf ein kartesisches Koordinatensystem bezieht, so werden die Formeln sehr kompliziert und unübersichtlich. Durch Einführung eines mit dem Magnetfeld verknüpften Koordinatensystems gelingt es dem Verf., übersichtliche Darstellungen zu erhalten. Als Koordinaten werden verwendet die Kraftlinien ( $h$ -Linien) des magnetischen Feldes und zwei aufeinander senkrechte Liniensysteme auf den Äquipotentialflächen ( $i$ -Linien und  $j$ -Linien), die mit Ausnahme der Bedingung der Orthogonalität willkürlich sind und in jedem Falle geeignet gewählt werden können. Die Bahnen der elektrischen Teilchen heißen  $s$ -Linien. Mit  $t_s, m_s, n_s, t_h, m_h, n_h$  usw. werden die Einheitsvektoren der Tangente, Hauptnormalen und Binormalen der  $s, h, i, j$ -Linien bezeichnet. Zwei Winkel,  $\omega_i = \angle(n_i t_h)$  und  $\omega_j = \angle(n_j t_h)$ , geben die Lage der Koordinatenlinien an; der Winkel  $90^\circ - \vartheta = \angle(t_h m_s)$  und der Winkel  $\lambda$ , den die Ebenen  $[t_h t_i]$  und  $[t_h t_s]$  miteinander bilden, bestimmen die Orientierung der Bahnkurven in dem Koordinatensystem. An Stelle von  $\vartheta$  und  $\lambda$  werden bisweilen der Winkel  $\Theta$  zwischen der Bahnkurve und der Schmiegungeebene der Kraftlinie und der Winkel  $\eta$  zwischen der Kraftlinie und der Projektion der Bahnkurve auf diese Schmiegungeebene eingeführt. Ausgehend von der Vektorgleichung  $m \cdot \frac{d\mathbf{v}}{dt} = e \mathfrak{H} \times \mathbf{v}$  ( $\mathbf{v}$  = Geschwindigkeit des elektrischen Teilchens,

$e$  = seine Ladung,  $m$  = seine transversale Masse,  $t$  = Zeit), werden unter Benutzung bekannter Sätze der Differentialgeometrie die Krümmung  $k_s$ , die Torsion  $\kappa_s$  der Bahnkurve und die Änderungen  $\partial\vartheta/\partial s$  und  $\partial\lambda/\partial s$  von  $\vartheta$  und  $\lambda$  längs der Bahnkurve dargestellt, abhängig von der Geschwindigkeit  $v = |\mathbf{v}|$ , den Winkeln  $\vartheta, \lambda$  (bzw.  $\Theta, \eta$ ),  $\omega_i, \omega_j$  und den Krümmungen  $k_i$  und  $k_j$ . Alle



mit dem Index  $i$  und  $j$  bezeichneten Größen sowie die gleichfalls in den Formeln auftretenden Größen  $H = |\mathfrak{H}|$ ,  $e$ ,  $m$  sind als bekannt vorauszusetzen. Da nach der Vektorgleichung die Kraft auf der Bewegungsrichtung senkrecht steht, ist  $v = \text{const}$  und wird, ebenso wie ein Wert von  $\vartheta$  und  $\lambda$ , durch eine Anfangsbedingung gegeben. Somit kann die Bahnkurve schrittweise gefunden werden. In besonders einfachen Fällen gelingt eine direkte Integration der Gleichungen für  $\partial \vartheta / \partial s$  und  $\partial \lambda / \partial s$ . Als Beispiele werden das konstante Magnetfeld, das Einpolfeld, das kreisförmige Feld und das Dipolfeld durchgerechnet. Die ganze Arbeit, insbesondere die Betrachtung über das Dipolfeld, ist für die Nordlichttheorie und andere luftelektrische Probleme wichtig. *K. Jung.*

**G. Breit and M. A. Tuve.** A test of the existence of the conducting layer. Phys. Rev. (2) 28, 554—575. 1926, Nr. 3. Verff. beschreiben Versuche zum direkten Nachweis der Heavisideschicht. Von einem mit Tonfrequenz (500) modulierten, kristall-gesteuerten Röhrensender wurden Gruppen von Wellenzügen ausgesandt. Der Empfänger bestand aus einem mit einer Antenne lose gekoppelten, abgeschirmten Superheterodyn, an den ein Kraftverstärker angeschlossen war, der auf einen General-Electric-Oszillographen arbeitete. Empfänger, Endverstärker und Oszillograph wurden sorgfältig auf Verzerrungsfreiheit untersucht. Die Oszillographenausschläge wurden photographisch registriert. Die Wellenform des Senders wurde in dessen unmittelbarer Nähe geprüft. War die Wellenform genau sinusförmig, so zeigten die Empfangsoszillogramme in 8 Meilen Entfernung eine deutliche Spaltung in zwei Gipfel, von denen einer rasch seine Intensität änderte. Die Komponente mit konstanter Amplitude wurde am besten auf einer vertikalen Antenne empfangen, während der Gipfel variabler Intensität am besten bei Antennen mit horizontalen Teilen auftrat. Dies beweist, daß es sich bei letzterem um eine an der Heavisideschicht reflektierte Welle handelt, während der Gipfel konstanter Intensität der horizontal ausgebreiteten Grundwelle entspricht. Die Versuche wurden mit Wellenlängen von 71,3 und 41,7 m durchgeführt. Kürzere Wellen zeigten keinen Effekt. Aus den Oszillogrammen kann die Verzögerungszeit der reflektierten gegen die direkte Welle bestimmt und unter Annahme einer eigentlichen Reflexion auch die Höhe der reflektierenden Schicht berechnet werden. Man erhielt Höhen, die zwischen 55 und 141 Meilen variierten. Es scheint mit ziemlicher Sicherheit zu folgen, daß die Schicht am Nachmittag höher liegt als am Vormittag, und daß ihre Höhe auch im Herbst größer ist als im Sommer. — Es wird gezeigt, daß bei Annahme einer Brechung der effektive Gangunterschied größer ist als die geometrische Wegdifferenz, und daß deshalb die aus den Versuchen errechneten Höhen alle zu groß ausfallen müssen. Eine quantitative Diskussion der Möglichkeiten für eine Brechung ergibt, daß in den meisten Fällen die Elektronendichte der dispergierenden Schicht mehr als proportional dem Quadrat der Höhe zunehmen muß, oder daß im anderen Falle nicht alle möglichen Polarisationszustände der Wellen in den oberen Atmosphärenschichten vorhanden sein können. *Baumann.*

**A. Wigand.** Die Erhaltung der Erdladung durch den Blitzstrom. Phys. ZS. 28, 65—69, 1927, Nr. 2. Die kritische Untersuchung des vorliegenden Beobachtungsmaterials zur Prüfung der Frage, ob die negative Erdladung gegen das Spiel des vertikalen Leitungstromes der Atmosphäre aufrechterhalten werden kann durch eine negative Überschußladung der Gesamtheit der zur Erde kommenden Blitze, ergibt, daß die Blitzstromrichtung zutrifft, da die Strömung der überwiegenden Zahl der Blitze zwischen Erde und Wolken aufwärts gerichtet ist; das geht aus über 1000 Einzelfällen hervor, bei denen die Blitzstromrichtung



indirekt durch Magnetisierung oder direkt durch Feldänderung gemessen wurde. Zur zuverlässigen Angabe der Größe des gesamten Blitzstromes sind jedoch noch keine ausreichenden Unterlagen vorhanden; das Ergebnis der die Brookssche Gewitterstatistik benutzenden Berechnung ist kaum in der Größenordnung sicher. Will man die geschätzte Zehnerpotenz der gesamten Blitzstromstärke gelten lassen, so ist ihre Übereinstimmung mit der Stärke des entgegengesetzt gerichteten vertikalen Leitungsstromes zu beachten. Der vertikale Elektrizitäts-transport der Gewitter schließt daher auch die Möglichkeit der Kompensation des normalen vertikalen Leitungsstromes und damit der Erhaltung der Erdladung ein. Nach der Hypothese der Erhaltung der Erdladung durch den Blitzstrom werden auch Perioden des lufterlektrischen Spannungsgefälles erklärlich, nämlich die Mauchly-Hoffmannsche Tagesschwankung nach Universalzeit und die Bauersche 11jährige Schwankung nach der Periode der Sonnenfleckentätigkeit. *Wigand.*

**Hans S. Jelstrup.** The Aurora of October 15, 1926, in Norway and Sounds Associated with it. *Nature* **119**, 45, 1927, Nr. 2984.

**Hans Jelstrup.** Sur un phénomène sonore perçu pendant une aurore polaire très intense. *C. R.* **184**, 159—160, 1927, Nr. 3. Bei der Beobachtung eines starken Polarlichtes am 15. Oktober 1926 in der Nähe von Oslo wurde ein leiser pfeifender Laut wahrgenommen, der mit seinen Schwankungen den Pulsationen des Polarlichtes folgte. Es herrschte dabei windstilles Wetter. Beim Empfang von Radio-Zeitsignalen wurde Zeit und Dauer von Störungen, die durch dieses Polarlicht verursacht waren, festgestellt. Die Vertikalkomponente dieser Störungen war größer als 100 Mikrovolt pro Meter. *Wigand.*

**Carl Störmer.** The Aurora of October 15, 1926, in Norway and Sounds Associated with it. *Nature* **119**, 45—46, 1927, Nr. 2984. Zahlreiche photographometrische Höhenbestimmungen des Polarlichtes vom 15. Oktober 1926 in Norwegen ergaben 90 bis über 400 km Höhe. Der Verf. beschreibt den Verlauf einzelner Phasen und Pulsationen dieses Polarlichtes. Er hält es für wahrscheinlich, daß der von Jelstrup beobachtete pfeifende Laut nicht direkt vom Polarlicht kam, sondern von Bäumen und Antennen, die durch die schwankenden elektrostatischen Ladungen des Polarlichtes angeregt wurden. *Wigand.*

**David A. Keys.** The Auroral Green Line 5577. *Nature* **119**, 162, 1927, Nr. 2987. Spektrogramme der leuchtenden Entladung in Gemischen von Helium mit Sauerstoff und von Argon mit Sauerstoff ergaben die mit der grünen Polarlichtlinie identische Linie 5577. Mischungsverhältnis und Entladungsstrom wurden variiert. Bei Abwesenheit von Sauerstoff fehlte die grüne Linie. Es wird darin eine Bestätigung der Untersuchungen von McLennan [*Proc. Roy. Soc. London (A)* **108**, 501, 1925; *Nature* **118**, 441, 1926] gesehen, wonach die Linie dem Sauerstoff zukommt. *Wigand.*

**W. J. S. Lockyer.** Total Solar Eclipses in the British Isles. *Nature* **119**, 87—90, 1927, Nr. 2985. Zur Vorbereitung auf die totale Sonnenfinsternis am 29. Juni 1927 in England wird eine Karte der englischen Totalitätszone mitgeteilt, mit einem Hinweis auf die wichtigsten Probleme, die bei diesem Ereignis zu studieren sind. Eine zweite Karte stellt die Totalitätszonen für die in England in den Jahren 878 bis 1999 sichtbaren 14 totalen Sonnenfinsternisse dar. Einige der früheren Finsternisse werden kurz besprochen, besonders die von 1715, an deren Beobachtung sich Halley beteiligte. *Wigand.*

**W. Milch.** Zur Theorie der Glorie. Meteorol. ZS. **43**, 295—296, 1926, Nr. 8. Bekannt ist die von der Ordnungszahl der zur Berechnung verwandten Minima abhängige Größe des Tropfenradius (nach A. Wegener). Auf der Grundlage der Richarzschen Theorie, wonach das die Erscheinung der Glorie bedingende, in die Nebelschicht eindringende Licht infolge der linsenartig wirkenden und daher so gut wie undurchsichtigen Tröpfchen nur in der Einfallsrichtung reflektiert und gebeugt wird, versucht Milch hier, die Unstimmigkeit in der Theorie der Glorie durch die näher begründete Annahme einer Abnahme der Tropfengrößen von innen nach außen zu erklären, so gedacht, daß das aus tieferen Nebelschichten stammende gebeugte Licht um so mehr verschwinden wird, je weiter man bei der Glorie nach außen geht. Den naheliegenden Einwand, daß Mierdel ähnliche Abweichungen bei künstlichen Nebeln fand, sucht Verf. durch eine ähnliche Annahme über eine dort herrschende Abhängigkeit der Tropfengröße vom Abstand von der Glaswand zu entkräften. *Chr. Jensen.*

**A. Wegener.** Photographien von Luftspiegelungen an der Alpenkette. Meteorol. ZS. **43**, 207—209 (1 Tafel mit 4 Figuren), 1926, Nr. 6. Es handelt sich um photographische Teleaufnahmen von Luftspiegelungen nach oben, die von Ingenieur A. Vaupel vom Feldberg im Schwarzwald aus gemacht wurden, die einzigen solchen Aufnahmen, wie es scheint, außer den 1912/13 vom Verf. in Grönland gemachten. Der Mangel einer vollständigen atmosphärischen Zustandskurve ermöglichte keinen quantitativen Vergleich der Beobachtungen mit der Theorie; wohl aber ergab sich, daß die theoretische Bedingung für das Zustandekommen solcher Spiegelungen, eine über dem Beobachter liegende Temperaturinversion (11. und 15. Januar 1925), vorhanden war. *Chr. Jensen.*

**A. Wegener.** Theorie der Haupthalos. S.-A. Arch. d. D. Seewarte **43**, 1926, 32 S. Definiert man mit Wegener die Haupthalos als solche, welche den einfachsten Annahmen über Gestalt (sechsstufige Prismen mit Basisflächen) und Orientierung (Hauptachse vertikal bzw. horizontal bzw. in idealer Unordnung) entsprechen, so ergeben sich folgerichtig aus der elementaren Behandlung die Ergebnisse, die an der Hand von Kurven, Zeichnungen und Tabellen in übersichtlichster und anschaulichster Weise zur Darstellung gebracht werden. Soweit irgend tunlich, ist auch die Abhängigkeit der Phänomene von der Sonnenhöhe berücksichtigt. Für die durch reine Brechung hervorgebrachten Erscheinungen ergibt sich ein einfaches Einteilungsprinzip durch Beachtung des brechenden Winkels, während bei den reinen Spiegelhalos nach ein- bzw. zweimaliger Spiegelung geschieden wird. Auf kombinierte Wirkung von Spiegelung und Brechung führt Verf. die Entstehung des unteren Nebensonnenhalos und des Gegen Sonnenhalos zurück. Schließlich wird der auf eine orientierende Wirkung der Nebenachsen zurückgeführte Halo von Peary erörtert. Einen für künftige Arbeiten nachahmenswerten Fortschritt bedeutet offenbar die sowohl für die Gestalt der Gleichungen als auch für die graphische Wiedergabe (stereographische Zenitalprojektion) vorteilhafte, von Wegener konsequent durchgeführte Bezugnahme auf Höhe und Azimut (statt Positionswinkel und Sonnenabstand) des jeweiligen Phänomens. *Chr. Jensen.*

**A. Wegener.** Beobachtungen der Dämmerungsbogen und des Zodiakallichtes in Grönland. Wiener Ber. **135** [2a], 323—332, 1926, Nr. 7/8. Die Beobachtungen wurden im Winter 1912/13 vom Verf. gemeinsam mit J. P. Koch an der Station Borg durchgeführt. Der Hauptdämmerungsbogen, der Nachtdämmerungsbogen, ein „letzter Dämmerungsbogen“ und das Zodiakallicht

gelangten zur Beobachtung. Wegen des Fehlens störender künstlicher Lichtquellen und im Hinblick auf die Frage der Gestalt der Atmosphäre (s. W. Schmid's Zodiakallichttheorie) wegen der großen geographischen Breite ( $76^{\circ} 41' \text{N}$ ) sind die Messungen von besonderem Werte. Die exakteste Bestimmung der Höhenlage der lichtreflektierenden Atmosphärenschichten, d. h. die Festlegung des Verschwindens im Horizont (im allgemeinen werden die Werte um so kleiner, je größer die zugrunde gelegten Winkelhöhen sind), war auf den letzten Dämmerungsbogen nicht anwendbar, da derselbe auch im Mittwinter um Mitternacht noch etwa  $20^{\circ}$  über dem Horizont stand. Der für ihn errechnete Wert von 680 km ist daher ein Minimalwert. Für den Hauptdämmerungsbogen wurde, entsprechend einer Sonnendepression von  $16^{\circ} 08'$ , eine mittlere Höhe der durchstrahlten Luftschicht von 63,9 km erschlossen (auf doppelte Horizontalrefraktion korrigiert 55,0), während der entsprechende Wert (Refraktion berücksichtigt) für den Nachtdämmerungsbogen 126 km betrug. Wenn nun Verf. aus dem verhältnismäßig geringen, aus dem Verschwinden des Hauptbogens erschlossenen Höhenwert schließen möchte, daß die Grenze zwischen „Stickstoffsphäre und der Sphäre der leichten Gase“ im Polargebiet merklich tiefer liegt als in den gemäßigten und subtropischen Breiten, so ist zu bedenken, daß einmal die Einzelwerte in Grönland stark voneinander abweichen, und daß auch die Messungen in niedrigeren Breiten stark voneinander abweichende Ergebnisse lieferten. Zur Entscheidung dürfte das geringe bisherige Material jedenfalls noch nicht ausreichen. Aus der Kombination der äußerst interessanten Zodiakallichtbeobachtungen mit den Dämmerungsbeobachtungen möchte auch Wegener auf eine Zusammengehörigkeit beider Phänomene schließen.

*Chr. Jensen.*

**Charles Fabry.** The absorption of radiation in the upper atmosphere. Proc. Phys. Soc. **39**, 1—14, 1927, Nr. 1. Dieser Bericht bezieht sich auf einige französische Arbeiten und berücksichtigt die dazu gehörigen nicht französischen, besonders die deutschen, nur unvollkommen. Die Begrenzung der Sonnen- und Sternspektren im Ultraviolett bei 2900 wird nach Hartley durch Absorption im Ozon der Erdatmosphäre verursacht. Die Untersuchungen von Fabry und Buisson [Journ. de phys. (5) **3**, 196, 1913; (6) **2**, 197, 297, 1921] betreffen die quantitative Ausmessung der Hartleyschen Ozonbande und der atmosphärischen Absorption im gleichen Wellenlängenbereich mit übereinstimmendem Ergebnis. Die entsprechende Ozonschichtdicke ist 3 mm. mit Schwankungen zwischen 2,85 und 3,35 mm. Da das Spektrum vom Rande und von der Mitte der Sonne gleiche Begrenzung im Ultraviolett ergab, wurde geschlossen, daß die Begrenzung nicht durch Absorption in der Sonnenatmosphäre zustande kommt, und daß das Sonnenspektrum dem des schwarzen Körpers von  $6000^{\circ}$  abs. auch im Ultraviolett entspricht. Dann ergibt sich, daß die Ozonschicht der Erdatmosphäre bei Zenitstand der Sonne 4 Proz. der Sonnenstrahlung absorbiert, wodurch eine Erwärmung der betreffenden Luftschicht eintreten würde. Jenseits der Hartleyschen Ozonbande bei 2200 bis 2000 konnte keine Sonnenstrahlung festgestellt werden. Neuere Untersuchungen von Cabannes und Dufay (C. R. **181**, 302, 1925; Journ. de phys. 1925, 1926, 1927) behandeln zwei andere, dem Ozon der Erdatmosphäre zugeschriebene Absorptionsbanden des Sonnenspektrums bei 3100 bis 3500 (Huggins) und bei 6000 (Chappuis). Die Untersuchung der Hugginsbande im zerstreuten Himmelslicht ergab als Höhe der Ozonschicht einige 50 km.

*Wigand.*

**P. Goetz.** Das Strahlungsklima von Arosa. 31 Abb., 69 Tabellen, 110 S. Berlin, Verlag Julius Springer, 1926. Die äußerst reichhaltige Monographie



behandelt der Reihe nach die Sonnenscheinverhältnisse Arosas, die Wärmestrahlung der Sonne (gesamt und nach Spektralbezirken), die ultraviolette Sonnen- und Himmelsstrahlung, die Ortshelligkeit (zur Unterscheidung vom „Oberlicht“ von Goetz der Name „Ortshelligkeit“ nur für die von allen Seiten einfallende Lichtmenge verwandt), die Dauermessungen der Tageshelle nach photochemischer Wirksamkeit und ergänzende klimatologische Daten. Bei der Wärmestrahlung kommen die Meßmethode, die Sichtung des Beobachtungsmaterials, die Ergebnisse der Intensitätsmessungen (Gesamtstrahlung, rote, ultrarote und grünblaue Strahlung), die Durchlässigkeit für Wärmestrahlung und atmosphärischer Reinheitsgrad (der nach Linke definierte Trübungsgrad und der Transmissionskoeffizient) und die Strahlungssummen der Sonnenenergie zur Sprache. Sehr instruktiv ist die graphische Darstellung der Abhängigkeit des Trübungsfaktors vom Dampfdruck. Den Physiker dürfte vor allem das Kapitel über die mit der Cadmiumzelle ausgeführten Intensitätsmessungen der ultravioletten Sonnenstrahlung interessieren. Dem Verf. gelang die Trennung in das kurzwellige Ultraviolett  $< 320 \text{ m}\mu$  und in den engeren Bezirk zwischen  $320$  und  $322 \text{ m}\mu$ , woraus sich die Möglichkeit ergab, auf die Abhängigkeit der Intensität von der jeweiligen Weglänge im Ozon zu schließen. Auf die interessanten, teils mehr, teils weniger deutlich ausgeprägten Beziehungen, die sich hier zu den behaupteten kurzperiodischen Schwankungen der Solarkonstante, zur Sonnenfleckentätigkeit, zu Luftdruckschwankungen (vielleicht sogar zu atmosphärischen Trübungen) ergeben bzw. zu ergeben schienen, kann leider nur kurz hingewiesen werden.

*Chr. Jensen.*

**A. Danjou et E. Bauer.** Études d'optique atmosphérique à l'Observatoire Vallot au Mont-Blanc (4347 m). Journ. de phys. et le Radium (6) 4, 216 S—217 S, 1923, Nr. 4. Kurzer Bericht über Messungen der Intensität der Sonnenstrahlung in Abhängigkeit von der Dicke der durchstrahlten Luftschicht.

*Güntherschulze.*

**R. Schwiner.** Meteoriten und Geologie. Gerlands Beitr. 16, 195—222, 1927, Nr. 1/2. Der Verf. führt Argumente dafür an, daß die auf die Erde fallenden Meteoriten nicht unserem Sonnensystem entstammen, sondern aus einer kosmischen Staubwolke herrühren, in die unsere Erde im Jungquartär eingedrungen ist (Fehlen fossiler Meteoriten), deren Ausdehnung von der Größenordnung ein Lichtjahr und deren Masse kleiner als die Sonnenmasse ist.

*Gutenberg.*

**G. Hoffmann.** Das Verhalten von Stoffen verschiedener Ordnungszahl gegenüber der Hessschen Ultra- $\gamma$ -Strahlung und die Eigenaktivität der Elemente. Ann. d. Phys. (4) 82, 413—431, 1927, Nr. 3. Das Ionisationsgefäß der bekannten Hoffmannschen Anordnung wird von einem Doppelpanzer umgeben, und zwar erstens von einer dem Gefäß anliegenden, bis zu 12 cm starken Schicht, deren Material (Pb, Zn, Cu, Fe, Al,  $\text{H}_2\text{O}$ ) ausgewechselt werden kann, und zweitens gegebenenfalls noch von einem bis 20 cm starken Außenbleipanzer. — Es werden neue Versuche über die Schwächung des Ionisationsstromes bei Bleiumhüllung mit zunehmender Dicke bis 32 cm mitgeteilt. Die Deutung dieser Kurven hängt wesentlich von der Annahme über den Reststrom ab. Für den Reststrom Null ergibt sich als Extremwert der Schwächungskoeffizient für die von außen kommende Ionisierungsursache (Höhenstrahlung) zu  $\mu_{\text{Pb}} = 0,0046 \text{ cm}^{-1}$ ; für den Abfangsfall innerhalb der ersten 0,5 bis 3 cm wird hauptsächlich eine „Umgebungsstrahlung“ mit dem ad-hoc-Schwächungskoeffizienten von  $0,455 \text{ cm}^{-1}$  verantwortlich gemacht. In den anderen Absorbern geben die Gruppen Al und  $\text{H}_2\text{O}$ , Zn und Cu und Fe



sowie Pb je das gleiche Resultat, so daß drei Schwächungskurven erhalten werden, die sich in bezug auf die „Schwächung pro Elektron“ im Anfangsteil der Kurven stark unterscheiden, in den Endteilen nur kleine, aber systematische Unterschiede ergeben. Diesen Unterschied auf Streueffekte schiebend, schließt der Verf. aus der dann folgenden Gleichheit des Reststromes auf Fehlen (bzw. Kleinersein als  $10^{-14}$  g Ra/g) von Ra-Gehalt der als Panzer verwendeten Substanzen, da sich andernfalls die zugehörige  $\gamma$ -Strahlung in verschiedener Weise bemerkbar machen müßte. Bemerkenswert ist ferner, daß ein Panzer von z. B. 12 cm Al (innen) + 20 cm Pb (außen) denselben Stromeffect gibt, wie nur 12 cm Pb (innen).

K. W. F. Kohlrausch.

**R. Wavre.** Sur la masse fluide hétérogène en rotation et les mouvements internes des planètes. C. R. 184, 277–279, 1927, Nr. 5. Der Planet wird rotationssymmetrisch vorausgesetzt, jedoch kann die Dichte und die Rotationsgeschwindigkeit der einzelnen Teilchen im Innern des Planeten variieren. Die Z-Achse sei Rotationsachse. Aus den hydrodynamischen Bewegungsgleichungen

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial U}{\partial x} - \frac{d^2 x}{dt^2} \text{ usw.}$$

folgt unmittelbar

$$dp = \rho \cdot H, \quad H = \left( \frac{\partial U}{\partial x} + \omega^2 x \right) dx + \left( \frac{\partial U}{\partial y} + \omega^2 y \right) dy + \frac{\partial U}{\partial z} dz.$$

Hierbei ist  $\rho$  die Dichte,  $p$  der Druck,  $\omega$  die Winkelgeschwindigkeit der Rotation,  $U$  das Gravitationspotential im Punkte  $(x, y, z)$ . Stellt man die Bedingung, daß die Schwerkraft senkrecht auf den Flächen gleicher Dichte steht, so ist auf diesen Flächen  $H = 0$ , also  $dp = 0$ ,  $p = \text{const.}$  Die Flächen gleicher Dichte fallen dann mit den Flächen gleichen Druckes und den Niveaulächen der Schwerkraft zusammen. Ist  $P$  das Potential der Schwerkraft (= Gravitation + Zentrifugalkraft),  $Q$  das der Zentrifugalkraft, also  $P - U = Q$ , so erhält man

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \frac{\partial U}{\partial x} + \omega^2 x \text{ usw.}$$

und hieraus

$$\frac{\partial Q}{\partial x} = \omega^2 x, \quad \frac{\partial Q}{\partial y} = \omega^2 y, \quad \frac{\partial Q}{\partial z} = 0.$$

Folglich ist

$$\frac{\partial \omega}{\partial z} = 0, \quad \omega = F(x^2 + y^2).$$

Die Rotationsgeschwindigkeit eines Teilchens hängt demnach nur von seiner Entfernung von der Rotationsachse ab, ist also auf allen Kreiszylindern mit der Rotationsachse als Achse konstant, eine Tatsache, die nach Angabe des Verf. von anderen Autoren bisher übersehen wurde.

K. Jung.

## Geophysikalische Berichte.

**R. Bureau, A. Viaut et A. Gret.** Un enregistreur de la fréquence des atmosphériques; son utilisation en météorologie. C. R. 184, 157–158, 1927, Nr. 3. Die Verff. haben unter Benutzung des Richardschen Windgeschwindigkeitsmessers mit einem Elektromagnet einen Apparat zur Registrierung der atmosphärischen Störungen gebaut, wobei als Empfangsgerät ein Superheterodyn hoher Empfindlichkeit benutzt wurde. — Die Registrierkurven von August bis Dezember 1926 zeigen bereits deutlich verschiedene, von Bureau und seinen Mitarbeitern schon früher beobachtete Zusammenhänge zwischen meteorologischen Vorgängen und Empfangsstörungen. Ein sehr großer Bruchteil derselben hat jedenfalls seinen Ursprung in der unmittelbaren Nachbarschaft der Empfangsstelle. Ein anderer Bruchteil geht von den Diskontinuitätsflächen zwischen kalten und warmen Luftmassen aus. *V. F. Hess.*

**W. Heiskanen.** Die Erddimensionen nach den europäischen Gradmessungen. Helsinki 1926, 26 S. Die Erddimensionen werden von Heiskanen neu berechnet aus dem westeuropäischen Meridianbogen (38 astronomisch-geodätische Punkte), dem russisch-skandinavischen Meridianbogen (13 Punkte) und aus 48 Punkten in Mitteleuropa, deren Lotabweichungen dem Lotabweichungsmaterial des geodätischen Instituts in Potsdam entnommen sind. Die Berechnungsart unterscheidet sich dadurch von den früheren, zu dem gleichen Zwecke ausgeführten Berechnungen, daß die Lotabweichungen topographisch-isostatisch reduziert werden mit Benutzung der Pratt-Hayfordschen Hypothese. Die Ausgleichstiefe ist zu 96 km und in den Punkten des westeuropäischen Meridianbogens, wo die Reduktion erhebliche Beträge ergibt, auch zu 113,7 km angenommen worden. Die Reduktion der Lotabweichungen geschieht mittels der zuerst von Bonsdorff angewandten Methode in der Weise, daß die Umgebung der Stationen mittels der Kurven  $\varrho = r \sqrt{\cos a}$  in Zonen eingeteilt wird, worin  $\varrho$  den Radiusvektor in der Richtung  $a$  und  $r$  denjenigen in der Nullrichtung angibt; die Nullrichtung ist für die Komponenten der Lotabweichungen die Nordsüdrichtung bzw. die Ostwestrichtung. Die mittleren Höhen der Zonen sind aus Karten im Maßstab 1:750 000 bis 1:12 000 000 entnommen. Auf den Abplattungswert  $1:a = 297,0$  reduzierte Äquatorradien wurden berechnet aus:

den Gradmessungen in Amerika (Hayford) . . .	6378388 ± 53 m
der Längengradmessung in Indien (Schumann). .	6378352 ± 182 m
der Breitengradmessung in Afrika (Schumann). .	6378358 ± 179 m
den Gradmessungen in Europa (Heiskanen) . . .	6378397 ± 72 m

Schweremessungen haben gezeigt, daß die Schwerkraft in den europäischen und afrikanischen Meridianen größer als in den amerikanischen Meridianen einerseits und in den indischen andererseits ist und daß die äquatoriellen Trägheitsmomente  $A$  und  $B$  ungleich sind. Die Abhängigkeit der Schwerkraft von der geographischen Länge kann entweder daher rühren, daß der äquatorielle Erddurchmesser oder daher, daß die Erdkrustendicke bzw. -dichte in verschiedenen Längen verschieden ist. Wenn auch die bisherigen Gradmessungen darauf hindeuten scheinen, daß der Äquator ein Kreis ist, so kann eine endgültige Entscheidung dieser Frage erst mit Hilfe von längeren als den bisher ausgeführten Gradmessungen getroffen werden. (Man hat indes zu beachten, daß sich das Ergebnis der Ausgleichung der Fehlergleichungen mehrerer isolierter Gradmessungssysteme auf ebenso viele Referenzellipsoide bezieht, die alle gleiche Dimensionen und zur Erdachse parallele Rotationsachsen haben, die aber nicht zusammenfallen brauchen. Anm. des Ref.)

*Schmehl.*

**Leo W. Pollak.** Das Periodogramm der Polbewegung. Gerlands Beitr. 16, 108—194, 1927, Nr. 1/2. Nach dem Periodogrammverfahren von A. Schuster wird geprüft, ob außer der jährlichen und 14monatigen (Chandlerschen) Periode noch andere in den Polhöenschwankungen vermutete periodische Glieder als reell gelten dürfen. Vorher werden verschiedene Untersuchungen über Periodizitäten in meteorologischen, erdmagnetischen, seismischen und astronomischen Vorgängen, in denen die Schustersche Methode nur zum Teil benutzt worden ist, besprochen; dabei wird hingewiesen auf Fälle, in denen die Methode versagt, z. B. bei in quasiperiodischen Vorgängen enthaltenen gedämpften Schwingungen. Aut eine Zusammenstellung der wichtigsten bisherigen Analysen der Polbewegung folgt die Besprechung verschiedener Verfahren zur Aufsuchung versteckter Periodizitäten, Zusammenstellung von Formeln zur Benutzung des Schusterschen Verfahrens, Anwendung auf einige einfache Beispiele (Würfelversuche, Beobachtungen eines periodischen Vorgangs, dessen Gesetz dem Beobachter unbekannt war, Analysen von Reihen von Einzelwerten einfacher periodischer Funktionen). Die Anwendung auf die Polhöenschwankungen ergibt die Realität der 12- und 14monatigen Periode mit unerwartet großer Sicherheit, obwohl die Schustersche Methode für periodische Glieder, deren Amplitude und Periode Schwankungen unterworfen sind, was hier sicher zutrifft, zu kleine Wahrscheinlichkeiten liefert. Die Realität aller übrigen, von verschiedenen Bearbeitern vermuteten Perioden erweist sich als höchst unwahrscheinlich. Obwohl die beobachteten Lagen des Rotationspoles erheblich von den mit einer kreisförmigen 14monatigen und einer elliptischen jährlichen Periode berechneten abweichen, sagt Verf.: „Selbst ein durch astronomische Präzision verwöhntes Auge wird wohl die Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Rechnung im Zeitraum 1892,5 bis 1920,0 etwa als eine recht gute bezeichnen, das weniger kritische Auge des periodensuchenden Meteorologen aber wird entzückt sein, da es etwas ähnlich Vollkommenes noch nicht geschaut hat.“

Wanach.

**Edgar H. Booth.** Surface waves due to small artificial disturbances of the ground. Roy. Soc. New South Wales, Dec. 1, 1926. Nature 119, 303, 1927, Nr. 2990. Es wurden Bodenwellen dadurch erzeugt, daß eine Ramme in Tätigkeit gesetzt wurde. Die Form und relative Intensität der Bodenwellen wurde in verschiedenen Abständen vom Stoßzentrum mit der an anderer Stelle beschriebenen Anordnung untersucht und daraus die Dämpfung berechnet.

Güntherschulze.

**Th. Vautier.** Vitesses des ondes fusantes. C. R. 184, 76—78, 1927, Nr. 2. Die Geschwindigkeit von Luftwellen, die durch langsam verbrennendes Pulver ausgelöst werden, ist um 20 bis 50 cm/sec kleiner als die von Explosionswellen (brisanter Ladungen, Schießbaumwolle). Mit wachsender Weglänge nimmt die Geschwindigkeit etwas ab. Die Wellenscheitel laufen im Anfang rascher als die Wellenfronten. Die Geschwindigkeitsdifferenz kann 150 cm erreichen, ja sogar überschreiten.

Conrad-Wien.

**William Bowie.** Relation of earthquakes to isostasy. Bull. Nat. Res. Coun. 11, 72—73, 1926, Part 2, Nr. 56. Das Studium der Spannungen, die bei Erdbeben ausgelöst werden, kann wertvolle Hinweise auf die Nachgiebigkeit des Erdinneren liefern, die für das Problem der Isostasie von Bedeutung sind. Das gleiche gilt von der Festlegung der Herdtiefen, von der Größe der bei Erdbeben auftretenden Verschiebungen, ihrer Richtung, so daß die Seismologie eine wertvolle Hilfswissenschaft für den Geodäten ist. (Die Untersuchung der Isostasie zählt in Amerika zur Geodäsie. Der Ref.)

Gutenberg.



**H. F. Reid.** Note on the influence of the moon on earthquakes. Bull. Nat. Res. Counc. 11, 73—74, 1926, Part 2, Nr. 56. Bei rein theoretischer Betrachtung des Problems kommt der Verf. zu dem Ergebnis, daß der Mond, der in erster Linie die Ursache der Gezeiten des Erdkörpers ist, hierbei Erdbeben auslösen kann, daß jedoch die Stellung des Mondes zur Herdverwerfung wesentlich ist. Da bei Mittelbildung alle möglichen relativen Stellungen des Mondes zu jenen vorkommen, hebt sich der größte Teil des Mondeinflusses in diesem Falle heraus. Die vorliegenden Angaben sind nur eine vorläufige Mitteilung. *Gutenberg.*

**C. N. Fenner.** Magmatic problems of the aleutians. Bull. Nat. Res. Counc. 11, 124—127, 1926, Part 2, Nr. 56. Die Aleutenkette bildet einen Teil eines großen vulkanischen Gebirgszuges. Es wäre von besonderem Interesse, die ausgeworfenen Substanzen, die den verschiedensten geologischen Formationen angehören, zu untersuchen und Schlüsse auf den Aufbau der Erdkruste an den verschiedenen Stellen zu ziehen. Der Verf. hat mit derartigen Untersuchungen begonnen und weiterhin auch die chemische Zusammensetzung einiger Laven geprüft. Eingehendere Schlüsse lassen sich erst ziehen, wenn mehr Material vorliegt. Ein weiteres Problem ist der gleichzeitige Beginn erhöhter Tätigkeit benachbarter Vulkane, der auch auf den Aleuten in einem Falle festgestellt wurde. *Gutenberg.*

**Frank Neumann.** The need for seismological observatories in the Aleutian Islands. Bull. Nat. Res. Counc. 11, 127—130, 1926, Part 2, Nr. 56. Nur am Anfang und am Ende des Aleutenbogens besteht je eine Erdbebenwarte. Da die Aleuten zu den erdbebenreichsten Gebieten der Erde gehören und insbesondere das Problem des Zusammenhangs zwischen Erdbeben und Vulkanausbrüchen dort sehr gefördert werden könnte, sind mehrere Erdbebenstationen mit modernen Instrumenten auf den Aleuten sehr wünschenswert. *Gutenberg.*

**Noel J. Ogilvie.** Lower St. Lawrence river earthquake of 1925 and cooperative investigation by the Dominion observatory and the geodetic survey of Canada. Bull. Nat. Res. Counc. 11, 41—46, 1926, Part 2, Nr. 56. Kurzer Überblick über die Wirkungen des Bebens und Hinweis auf die Bedeutung von Nivellements für die Erkenntnis der Vorgänge bei Beben. Nur durch trigonometrische Vermessung können Höhenänderungen oder horizontale Verschiebungen hinreichend sicher festgestellt werden. Bei dem genannten Beben wurde in der Nähe der Herdzone nach dem Beben auf einer bereits 1915 durch-nivellierten Linie ein neues Nivellement durchgeführt, das Höhenänderungen bis 0,1 Fuß ergab. *Gutenberg.*

**E. A. Hodgson.** Minute cooling effects revealed by the seismograph. Bull. Nat. Res. Counc. 11, 64—65, 1926, Part 2, Nr. 56. Der Verf. hat bereits früher eingehend die Wirkung der Erwärmung und Abkühlung eines Seismographenpfilers untersucht. Bei einer neu eingerichteten Station konnte nunmehr der Verf. feststellen, daß der in einem Hause am Fuße einer 150 Fuß hohen felsigen Anhöhe aufgestellte Seismograph an einem warmen Tage, dem eine Frostnacht folgte, Bewegungen anzeigte, die der Verf. der Temperaturänderung zuschreibt. Da die Periode 80 Sek. betrug (maximale Neigungsänderung 0,01 Sek.) und von 4 bis 7 Uhr vormittags dauerte, scheint dem Ref. auch „Bodenunruhe bei Frost“ in Frage zu kommen. *Gutenberg.*

**James B. Macelwane.** New seismological tables. Bull. Nat. Res. Counc. 11, 65—69, 1926, Part 2, Nr. 56. Der Verf. hat auf Grund umfangreicher Studien



neue Laufzeittabellen zusammengestellt, über deren Grundlagen und Bedeutung er hier Angaben macht. Die umfangreichen Tabellen, die nicht abgedruckt sind, sind in vier Teilen erschienen: 1. für 13 direkte und reflektierte Wellen in Distanzen von 10 bis  $100^\circ$ ; 2. für 16 Phasen zwischen  $90$  und  $180^\circ$ ; 3. für am Erdkern gebrochene und reflektierte Wellen; 4. für reflektierte Wellen, die einen Zentriwinkel von über  $180^\circ$  besitzen. *Gutenberg.*

**T. Wayland Vaughan.** Seismological investigations and oceanography. Bull. Nat. Res. Counc. 11, 69—72. 1926, Part 2. Nr. 56. Der Verf. betont, daß die Ozeanographen mehr als bisher sich mit dem Studium der Erdbeben befassen müßten, da z. B. zwischen Erdbeben und Tiefseegräben Beziehungen bestehen, durch deren Studium die Ozeanographie sehr gefördert werden kann. *Gutenberg.*

**Harold Jeffreys.** The Viscosity of the Earth. (Fourth Paper.) Month. Not. (Geophys. Suppl.) 1, 412—424, 1926, Nr. 8. Nach Ansicht vieler Geologen beginnt jedes Material, das unter Druck steht, sofort zu fließen, wenn auch dieses Fließen oft so gering ist, daß es zunächst nicht wahrnehmbar ist. Bei hinlänglich langer Belastung würde es sich bemerkbar machen. Die Zeit, die notwendig ist, damit die durch die Dauerbelastung bewirkte bleibende Formänderung gleich der ursprünglichen elastischen Formänderung — deren Größe als dem scherenden Druck proportional angenommen wird — ist, ist eine Konstante des Materials und wird vom Verf. mit  $t_1$  bezeichnet; für einen vollkommen elastischen Körper ist  $t_1 = \infty$ . Ist  $\mu$  der Righeitsmodul und wirkt ein Druck  $l$  lange genug, um die bleibende Deformation größer zu machen als die ursprüngliche elastische, so verhält sich der Körper wie eine Flüssigkeit mit der mechanischen Viskosität  $\mu t_1$ . Verf. bestimmt sodann unter gewissen wahrscheinlichen Annahmen eine untere Grenze für den Betrag der Viskosität des Glases, einmal aus der Tatsache, daß schon aus dem Mittelalter stammendes Glas noch keine Anzeichen eines — von dem Druck seines eigenen Gewichts herrührenden — Fließens zeigt, zu  $10^{14}$  CGS, andererseits aus der Durchbiegung von an ihren Enden aufgehängten und in der Mitte belasteten Glasplatten nach einem Jahre zu  $2 \cdot 10^{18}$  CGS. — Für die Lithosphäre erhält Verf. aus dem Druckunterschied an Stellen hoher Gebirge und an Stellen ohne Erhebung als untere Grenze der Viskosität den Wert  $3 \cdot 10^{25}$  CGS. Verf. bespricht die Breitenvariation und erhält als einen hieraus folgenden Wert für die Viskosität der Erde den Betrag  $1,2 \cdot 10^{20}$  CGS. — Es folgen Betrachtungen über die Abnahme der Amplitude seismischer Wellen und den Einfluß der Absorption sowie der elastischen Nachwirkung auf diese Amplitudenabnahme. Es zeigt sich, daß dieser Einfluß nur gering ist, und daß die Amplitudenabnahme besonders auf Reflexionen im Erdinnern und andere Einflüsse zurückzuführen ist. Der Einfluß des flüssigen Erdkerns auf die Amplitudenabnahme der Kompressionswellen wird betrachtet und hieraus der Wert der kinematischen Viskosität des Erdkerns zu etwa  $2 \cdot 10^9$  CGS-Einheiten berechnet. — Aus der Theorie der Entstehung des Mondes leitet Verf. für die kinematische Viskosität der ursprünglich flüssigen Erde den Wert  $2,4 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{sec}$  ab. Diese Viskositätschätzungen gestatten Anwendungen auf zwei Probleme, auf das ursprünglichen Verteilung der Kontinente mit Berücksichtigung der Osmond Fisherschen Theorie (Pazifischer Ozean — Mond), zweitens der Kontinentalverschiebung mit Berücksichtigung die Wegenerschen Theorie. Beide Betrachtungen unterscheiden sich wesentlich in dem zugrunde zu legenden Werte der Viskosität. In dem zuletzt genannten Problem ist er etwa  $10^{14}$  mal so groß anzunehmen als im ersten Problem. — Verf. leitet sodann eingehend formelmäßig den Betrag

der Anziehung zweier auf einer Flüssigkeit treibender schwerer Körper ab, so auf das Problem der Kontinentalverschiebung näher eingehend, und behandelt dann das erstgenannte Problem der ursprünglichen Kontinentverteilung. *Picht.*

**G. Tiercy.** A propos du problème des marées. Une généralisation du problème des courbes de Lissajous. Arch. sc. phys. et nat. (5) 7, 299—307, 1925, Sept./Okt. Das Problem der Gezeiten läuft mathematisch auf die Untersuchung der kleinen Schwingungen eines Systems sehr zahlreicher Teilchen unter dem Einfluß periodischer Störungskräfte hinaus (vgl. z. B. H. Poincaré, Leçons de mécanique céleste III, Paris 1910), d. h. auf die Lösung eines Differentialgleichungssystems von der Form

$$\sum_{i=1}^n (\varepsilon''_{ik} \cdot u'_i + \varepsilon'_{ik} \cdot u'_i + \varepsilon_{ik} \cdot u_i) = 0 \quad (k = 1, 2, 3, \dots, n)$$

mit den  $u_i$  als Variablen und den konstanten Größen  $\varepsilon''_{ik}$ ,  $\varepsilon'_{ik}$  und  $\varepsilon_{ik}$ . Der Ansatz  $u_i = a_i e^{lt}$  mit festem  $l$  und festen  $a_i$  führt auf das homogene System

$$\sum_{i=1}^n a_i (\varepsilon''_{ik} \cdot l^2 + \varepsilon'_{ik} \cdot l + \varepsilon_{ik}) = 0$$

mit der Bedingung  $\varphi(l) = 0$ , unter  $\varphi(l)$  die Determinante des vorstehenden Gleichungssystems verstanden. Den Inhalt der Arbeit bildet eine geometrische Deutung der Lösungen des Problems auf Grund der Interpretation der  $u_i$  als Koordinaten eines Punktes in einem  $n$ -dimensionalen Kontinuum. Die allgemeine Lösung stellt sich als eine Komposition von  $n$  harmonischen Schwingungen dar, die auf  $n$  durch den Ursprung hindurchgehenden festen Geraden des  $n$ -dimensionalen Kontinuums erfolgen, wodurch eine Verallgemeinerung des zweidimensionalen Problems der Lissajouschen Kurven gegeben ist. *Harry Schmidt.*

**Stefan Jellinek.** Spurenkunde der Elektrizität. Elektrophysiographie. Mit 152 Textfiguren und 1 farbigen Tafel. V u. 101 S. Leipzig und Wien, Franz Deuticke, 1927. Inhalt: Elektrizitätsspuren in Natur und Technik. Fundorte der Spuren. Untersuchungsmethodik und Konservierung. Spezifische Elektrizitätsspuren. Morphologie der Spuren. Experimentell erzeugte Spuren. Farbige Spuren. Ergebnisse für Theorie und Praxis. *Scheel.*

**Wilhelm Anderson.** Eine neue Erklärung der Aufrechterhaltung der negativen Erdladung. ZS. f. Phys. 42, 475—478, 1927, Nr. 5/6. Es herrscht heutzutage die Meinung, daß man die Energiequelle der Sonne und der Sterne in der Verwandlung von Materie in Energie zu suchen habe. Der Verf. hat in einem früheren Artikel die Überzeugung ausgesprochen, daß nur (oder fast nur) die Protonen sich in Energie verwandeln. Die überschüssig gewordenen Elektronen dagegen verlassen die Sonne in Form von Koronamaterie und zerstreuen sich im Weltenraum. Da die sich von der Sonne entfernenden Koronamassen negativ geladen sind, so stellen sie einen elektrischen Strom dar, welcher zur Sonne gerichtet ist. Die Stromdichte beträgt nahe der Sonnenoberfläche etwa  $7 \cdot 10^{-6}$  Amp. cm $^{-2}$ . Nun existiert auch in der irdischen Atmosphäre ein ständiger elektrischer Strom, welcher zur Erde gerichtet ist, nur beträgt seine Dichte bloß etwa  $2 \cdot 10^{-16}$  Amp. cm $^{-2}$ . Der Verf. meint nun, daß beide Ströme ähnliche Ursachen haben, daß also der Unterschied kein qualitativer, sondern nur ein quantitativer sei. Man kann nämlich annehmen, daß auch in den dunklen Himmelskörpern, wie in unserer Erde, die Protonen sich in Energie verwandeln, wenn

auch dieser Prozeß hier sehr viel langsamer vor sich geht als in den heißen Sternen. Sollten im Innern der Erde  $7,65 \cdot 10^{21}$  Protonen in der Sekunde vernichtet werden, so muß die gleiche Zahl überschüssig gewordener Elektronen sich zur Erdoberfläche bewegen, wodurch jedes Quadratcentimeter Erdoberfläche etwa 1500 Elektronen pro Sekunde erhalten wird. Dies ist genügend zur Aufrechterhaltung der negativen Erdladung. *Scheel.*

**A. Wigand.** Lufterlektrische Aufgaben der arktischen Forschung. ZS. f. Geophys. 3, 46—47, 1927, Nr. 1; Peterm. Mitt., Ergänzungsheft Nr. 191 (Aeroarctic), S. 51—52, 1927. Für das geplante Unternehmen der Internationalen Studiengesellschaft zur Erforschung der Arktis mit dem Luftschiff wird ein lufterlektrisches Arbeitsprogramm entworfen. Es sollen hochpolare Messungen des Spannungsgefälles und der Raumladung im Luftschiff und am Boden ausgeführt werden, ferner Untersuchungen über die atmosphärische Ionisierungsbilanz durch Messung der ionenerzeugenden und ionenvernichtenden Vorgänge, besonders der Ionisierung durch die Höhenstrahlung, deren Studium im hohen Norden auch für die reine Physik Interesse hat. Schließlich werden noch Untersuchungen über die Zusammenhänge zwischen den Schwankungen des lufterlektrischen Feldes, des Erdmagnetismus, des Erdstromes und dem Auftreten des Polarlichtes geplant. *Wigand.*

**C. D. Perrine.** Progressive Lightning. Nature 119, 278—279, 1927, Nr. 2990.  
**C. V. Boys.** Erwiderung zu vorstehenden Bemerkungen. Ebenda S. 279. Boys führt in einer kürzlichen Veröffentlichung (Nature, 20. November 1926) Mehrfachblitze an, d. h. Blitze, bei denen sich mehrere Entladungen in der gleichen Bahn folgen. Verf. bezweifelt, daß diese Photographien wirklich Mehrfachblitzen entsprechen. Cordoba (Argentinien) ist nach dem Verf., der dort wohnt, ein besonders günstiger Ort für Blitzbeobachtungen, weil die Gewitter dort sehr häufig und sehr schwer sind. Er hat dort Mehrfachblitze beobachtet. Sie sind nach ihm auffallend scharf und scheinen manchmal zu vibrieren. Sie werden aber immer nur dann beobachtet, wenn der Blitz sehr entfernt ist, in der Regel so entfernt, daß der Donner nicht mehr zu hören ist. Dagegen sind Blitze innerhalb von 100 m vom Beobachter stets für Ohr und Auge einfach und ohne merkliche Dauer. Alles das zwingt zu dem Schluß, daß die Mehrfachblitze auf Unregelmäßigkeiten in der atmosphärischen Brechung beruhen. Vielleicht ließe sich Aufklärung dadurch schaffen, daß zwei Beobachter, die verschieden weit von dem Blitz entfernt sind, gleichzeitig beobachten, ob er mehrfach oder einfach ist. Boys erwidert, daß in England Mehrfachblitze beobachtet werden, wenn die Blitzentfernung kleiner als 1 km ist. Bei nahen Blitzen werde das Auge durch den ersten Blitz so geblendet, daß es die folgenden nicht zu sehen vermag. Auch aus photographischen Aufnahmen folgt, daß die Mehrfachblitze sehr nahe waren. Boys schlägt vor, mit Raketen Versuche darüber anzustellen, ob die Raketenspur als Blitzbahn in Frage kommt. *Güntherschulze.*

**G. Angenheister.** Erdmagnetismus. Handb. d. Phys. Bd. XV, S. 271—320, 1927. *Scheel.*

**P. L. Mercanton.** Inversion de l'inclinaison magnétique terrestre aux âges géologiques. Arch. sc. phys. et nat. (5) 8, 345—349, 1926, Nov./Dez. [C. R. Soc. Suisse de géophys., météorol. et astron.] Terrestrial Magnetism 31, 187—190, 1926, Nr. 4. Im magnetischen Felde erkaltete Lava nimmt eine schwache, aber sehr stabile Magnetisierung an, aus der über die Richtung



des Feldes zur Zeit der Erhaltung Schlüsse gezogen werden können. Verf. untersucht Proben aus Spitzbergen und Grönland und findet bei den meisten eine Magnetisierung, die nur mit einer derzeitigen südlichen Inklination in Einklang zu bringen ist. Ganz entsprechend läßt die Untersuchung von Lava aus Australien auf eine zur Zeit der Erstarrung herrschende nördliche Inklination schließen. Die magnetischen Pole der Erde hätten demnach im Laufe der Zeiten gewaltige Verlagerungen erfahren.

R. Bock,

**D. la Cour.** A Vertical-Intensity Magnetometer. *Terrestrial Magnetism* **31**, 153—163, 1926, Nr. 4. In polaren Breiten liefern die üblichen Meßmethoden wegen der geringen Horizontalintensität ungenaue Werte für diese und damit für die gesamte Feldstärke. Mit dem neuen Instrument, das für das dänische Observatorium Godhavn (Grönland, Inklination  $82^\circ$ ) gebaut ist, wird die Vertikalintensität  $Z$  unmittelbar gemessen. Prinzip: Aus zwei Selbstinduktionsnormalen von je 0,01 Henry ist ein Induktor mit zwei parallelen Windungssystemen gebaut, von denen das eine, I, mit einem ballistischen Galvanometer verbunden ist. Wird der Induktor, von horizontaler Lage der Windungsfläche ausgehend, um eine horizontale Achse um  $180^\circ$  gedreht, so induziert  $Z$  einen Strom. Dieser wird dadurch kompensiert, daß im Verlauf der Drehung ein genau bekannter Hilfsstrom im zweiten Windungssystem II in passenden (18) Stufen ausgeschaltet wird. Dieser Hilfsstrom wird so bemessen, daß er durch I doppelt so viel Kraftlinien schießt, als  $Z$  bei horizontaler Windungsfläche. Infolgedessen gehen vor und nach der Drehung gleich viel Kraftlinien durch I. Das Galvanometer dient als Nullinstrument zum Abgleichen des Hilfsstromes  $i_0$ . Es ist  $Z = K \cdot i_0$ . Die Magnetometerkonstante  $K$  enthält nur die Gegeninduktivität der Spulen I und II und die Windungsfläche von I, außerdem einen Temperaturkoeffizienten.  $K$  wurde bei den bisher gebauten Instrumenten nicht absolut, sondern durch Anschluß an die  $Z$ -Normalen von Rude Skov und Potsdam bestimmt. Die mittlere Abweichung der Einzelmessungen vom Durchschnitt betrug 1,8 und 1,3  $\gamma$ . *Bartels.*

**H. W. Fisk.** Some Preliminary Results of Diurnal Variation of Magnetic Inclination at Field Stations in South America. *Terrestrial Magnetism* **31**, 165—176, 1926, Nr. 4. Seit drei Jahren wird von den Beobachtern des Carnegie-Instituts an gewissen Feldstationen (Abstand 800 km) von 6 bis 18 Uhr in Abständen von 20 Minuten gemessen. Am ersten Tage wird am Magnetometer der tägliche Gang von  $D$  und  $H$  abgelesen, am zweiten Tage am Erdinduktor der von  $I$ . Dadurch sollen die Korrekturen bestimmt werden, die an die Feldbeobachtungen angebracht werden müssen, um sie auf das Tagesmittel zu reduzieren und dadurch für die Bestimmung der Säkularvariation brauchbar zu machen. Die 12stündige Beobachtungsreihe wird am Anfang und Ende um zwei Stunden extrapolatorisch verlängert und die ergänzte 16stündige Reihe wird harmonisch analysiert. Aus  $I$ -Beobachtungen in Südamerika wird die ungewöhnlich hohe tägliche Amplitude ( $20'$ ) in Arequipa ( $16,4^\circ$  S,  $72^\circ$  W) hervorgehoben. In einem nordsüdlichen Schnitt durch Amerika zeigt sich, daß die Phase der täglichen  $I$ -Variation anscheinend dreimal mit der Breite umschlägt.

*Bartels.*

**D. W. Dye.** Comparison Measurements between the Abinger and the N. P. L. Standard Horizontal Force Magnetometers. *Terrestrial Magnetism* **31**, 177—185, 1926, Nr. 4. Das National Physical Laboratory besitzt ein absolutes Horizontalvariometer nach Schuster-Smith [F. E. Smith, *Phil. Trans. (A)* **223**, 175, 1922]. Ein zweites ähnliches Instrument, dessen Windungsfläche fünf Sechstel von der des ersten beträgt, ist für das magnetische



Observatorium in Abinger gebaut. Prinzip: Das Magnetometer besteht aus einem Helmholtz-Gaugain-Spulensystem in Form zweier kurzer Windungen aus blankem Draht, der spiralförmig auf einen Marmorzylinder derartig gewickelt ist, daß die mittleren Durchmesser und Abstände der Windungen mit höchster Genauigkeit meßbar sind. Das System ist mit horizontaler Achse auf einem Fußgestell befestigt und um eine genau vertikale Achse drehbar. Im Mittelpunkt hängt ein kleiner Indikatormagnet. Ein stetig veränderlicher Strom läßt sich durch Hilfsapparatur abgleichen und messen, so daß er beim Durchgang durch die Windungen des Magnetometers ein genau bekanntes horizontales Magnetfeld erzeugt. Bei der Beobachtung wird der Strom  $i$  so abgeglichen, daß das bekannte Magnetfeld  $H_c$  der Spule etwas größer als das horizontale Erdfeld  $H$  wird. Die Spule wird dann um die Vertikalachse gedreht, bis die Komponente des Spulenfeldes in der Richtung von  $H$  genau gleich und entgegengesetzt  $H$  ist. Das kleine resultierende Feld und damit der Indikatormagnet steht dann rechtwinklig zu  $H$ . Der Winkel  $\alpha$  zwischen  $H$  und  $H_c$ , also zwischen Deklinationsrichtung und Spulenachse, wird gemessen (2 bis  $30^\circ$ ); dann ist  $H = H_c \cdot \cos \alpha$ . Die Messung dauert wenige Minuten. — Der Faktor  $f$  in  $H_c = i \cdot f$  wird durch Ausmessung der Spulen bestimmt. Die Angaben der beiden bis jetzt gebauten Instrumente für  $H$  (18428  $\gamma$ ) unterscheiden sich um nur 0,6  $\gamma$ .

*Bartels.*

**J. Egedal.** The Lunar-Diurnal Magnetic Variation and its Relation to the Solar-Diurnal Variation. *Terrestrial Magnetism* **31**, 193—199, 1926, Nr. 4. Erörterung hypothetischer Ursachen für die täglichen erdmagnetischen Variationen. Es ist nicht ersichtlich, ob und warum dem Verf. die Schuster-Chapmansche Theorie nicht genügt.

*Bartels.*

**N. H. Heck.** Improvements in magnetic recording instruments to fit them for special investigations. *Bull. Nat. Res. Council* **11**, 79—81, 1926, Part 2, Nr. 56. Kurzer Bericht über die letzten Arbeiten des U. S. Coast and Geodetic Survey zur Verbesserung der erdmagnetischen Variometer: Temperaturkompensation des Horizontalvariometers (G. H. Hartnell, Coast and Geodetic Survey, Spec. Publ. Nr. 89; *Terrestrial Magnetism* **30**, 1925), Vermeidung von Sprüngen im Basis- und Skalenwert, genauere Zeitmarkierung.

*Bartels.*

**J. A. Fleming.** Improvements in magnetographs and variometers for observatory and field use. *Bull. Nat. Res. Council* **11**, 81—86, 1926, Part 2, Nr. 56. Für das Studium der Fortpflanzung erdmagnetischer Stürme mit Hilfe der üblichen Magnetographen vom Eschenhagentyp muß die Zeitbestimmung frei von Parallaxe und auf mindestens  $\frac{1}{4}$  Zeitminute genau sein (Größenordnung der Trägheitsperiode der Magnete). Anstatt der ursprünglichen, vom Trommeluhrwerk bewirkten Unterbrechung der Basislinie wird vorgeschlagen, einen zweiten Spalt an der Lichtquelle anzubringen, der zu festen Zeiten automatisch geöffnet wird und zwei Punkte auf einer Seite der registrierten Kurve und der Basislinie markiert; auch Ablenkung des Magnets mittels Stromspulen wäre möglich. — Zur Untersuchung von Lokalstörungen werden Erdinduktor und Doppelkompaß des Carnegie-Instituts empfohlen.

*Bartels.*

**O. H. Gish.** Improved equipment for measuring earth-current potentials and earth-resistivity. *Bull. Nat. Res. Council* **11**, 86—91, 1926, Part 2, Nr. 56. Kurze Beschreibung der Erdstromregistrierungen in Watheroo (Westaustralien), zum Teil Auszug aus früheren Arbeiten des Verf. (*Terrestrial Magnetism* **28**, 89—108, 1923; **30**, 161—188, 1925). Richtung und Stärke des Erd-

stromes werden aus zwei Größen bestimmt: dem Potentialgradienten und dem Erdwiderstand. Zur Potentialmessung wird eine Nullmethode angewandt, um Polarisation an den Bleielektroden zu vermeiden. Die nordsüdlich und ostwestlich gerichteten Meßlinien sind 1600 m lang; sie sind dreifach unterteilt, und versuchsweise werden unabhängig voneinander ober- und unterirdische Leitungen verwendet. Das Leeds and Northrup-Potentiometer registriert gleichzeitig 12 Potentiale; Ablesung 0,2, Bereich 80 Millivolt. — Der Erdwiderstand wird nach der Methode von Wenner (Bull. U. S. Bureau of Standards **12**, 469—478, 1916) und McCollum (Electr. Railway Journ., Nov. 5, 1921) gemessen: vier Erd-elektroden werden in gleichen Abständen  $a$  längs einer Geraden verteilt. Durch die äußeren Elektroden und die Erde wird ein gemessener Strom  $I$  (etwa 2 Amp.) geleitet; die Potentialdifferenz  $V$  an den inneren Elektroden wird potentiometrisch bestimmt. Dann ist der spezifische Widerstand  $\varrho = 2\pi a V/I$ . Polarisation wird durch häufiges gleichzeitiges Kommutieren der Stromrichtung und des Potentiometers vermindert; damit das Galvanometer nicht vibriert, wenn die Zwischenelektroden in stark verschiedenen Böden stecken und hohe Kontakt-potentialdifferenzen haben, wird ein Kondensator in die Leitung nach der einen Zwischenelektrode eingeschaltet. Bartels.

**J. P. Ault.** Problems in terrestrial magnetism and atmospheric electricity pertaining to the Aleutian Islands. Bull. Nat. Res. Counc. **11**, 131—133, 1926, Part 2, Nr. 56. Soweit die bisherigen wenigen Stationen erkennen lassen, verursacht der vulkanische Untergrund der Aleuten beträchtliche magnetische Lokalstörungen, deren Säkularvariation wahrscheinlich unregelmäßig ist. Wiederholungs- und Neumessungen zu Land und See sind deshalb notwendig, auch für nautische und aeronautische Zwecke. Ein luftelektrisches Observatorium würde ungestörte ozeanische Verhältnisse vorfinden. Bartels.

**Rayleigh.** Spectrographic Observations of the Second Green Line of the Auroral Spectrum. Nature **119**, 525, 1927, Nr. 2997. Verf. weist darauf hin, daß die von Vegard mitgeteilten Photographien der Linie oder Bande 5238 (Nature **119**, 349, 1927) auch anders erklärt werden können, als dieser es tut. Vegard identifiziert diese Bande mit einer, die er im Phosphoreszenzspektrum von festem Stickstoff beobachtet hat. Es gibt aber auch eine Bande an fast der gleichen Stelle im negativen Bandenspektrum von gasförmigem Stickstoff. Ångström und Thalen geben ihre Wellenlänge zu 5227,5 an. Die stärkeren Banden derselben Serie zeigen sich auf Vegards Photographie mit großer Intensität. Also ist es fast sicher, daß eine genügend lange Exposition auch diese Bande liefern muß. Verf. empfiehlt deshalb Vegard, diese negative Stickstoffbande mit dem gleichen Apparat zu photographieren, mit dem er die Nordlichtbande aufgenommen hat, da genaue Wellenlängenvergleiche nach Vegard nicht ausführbar sind. Güntherschulze.

**A. Stentzel.** Optische Dämmerungsstörung. Astron. Nachr. **220**, 15, 1923, Nr. 1 (5257). Nach dem großen Ausbruch des Ätna, der vom 17. bis 22. Juni 1923 viele Lockermassen ausgestoßen hatte, blieben anfangs die erwarteten optischen Dämmerungsstörungen in Deutschland aus. Erst Anfang September gelang es dem Verf., sie in Hamburg nachzuweisen. Güntherschulze.

**P. Barreca.** Osservazioni quantitative di nubi colorate. Cim. (N. S.) **3**, 281—296, 1926, Nr. 7. Fortsetzung eines früheren [Cim. (N. S.) **3**, 153, 1926] Versuchs, die Wolkenfarben in der Abend- und Morgendämmerung durch spektrale Zerlegung der Grenzstrahlen zu erklären. Wigand.

**A. P. Socolow.** L'état interne de la terre en relation avec sa radio-activité. Journ. de phys. et le Radium (4) 5, 153—160, 1924, Nr. 5. Betrachtungen und Rechnungen über den Temperaturgradienten der Erde, ihre Wärmeabgabe, ihren radioaktiven Gehalt. Verf. kommt zu dem Schluß, daß die durch die radioaktiven Vorgänge frei werdende Wärme allein nicht genügt, um den augenblicklichen thermischen Zustand der Erde zu erklären, und daß infolgedessen noch andere Wärmequellen herangezogen werden müssen. Der Grund für diese Schlußfolgerung liegt in der Annahme des Verf., daß sich der Gehalt an radioaktiven Stoffen auf die gesteinhaltige Erdkruste beschränkt und daß der Kern frei von radioaktiven Stoffen ist. In Frage kommen Reste der ursprünglichen Wärme, Kontraktions- und Kompressionswärme. Beide sind unsicher und wenig begründet. Statt ihrer hält Verf. die Wärmeentwicklung infolge chemischer Prozesse für wahrscheinlicher, die durch die radioaktiven Vorgänge ausgelöst werden. *Güntherschulze.*

**J. Koenigsberger.** Bemerkung über geothermische Messungen in Bohrungen. S.-A. ZS. d. Internat. Bohrtechnikerverb. 35, 4 S., 1927, Nr. 6. Das Vorhandensein von Erdöl, Fettkohle, Braunkohle und anderem zeigt sich an durch verkleinerte geothermische Tiefenstufe, wobei durch einige Messungen in verschiedener Tiefe zwischen der Verkleinerung der Tiefenstufe durch Wärmequellen oder durch verschiedenen wärmeleitende Schichten unterschieden werden kann. Die Wärmeleitung der Gesteine nimmt im allgemeinen mit der Dichte zu, und zwar etwa mit dem Quadrat. — Es wird rechnerisch gezeigt, daß schon durch Hydratation einer relativ recht kleinen Menge von Anhydrit die Temperatur in der Erde lokal erheblich erhöht werden kann. Weiter wird durch Rechnung gezeigt, daß entgegen der Ansicht von Jolly, die vielfach auch in Lehrbücher übergegangen ist, die verschiedene Radioaktivität der Gesteine beobachtbare lokale Differenzen der Tiefenstufe nicht verursachen kann, und daß die vom Verf. angeführten Ursachen, Oberflächengestalt, Wasserzuflüsse, verschiedene Wärmeleitfähigkeit, völlig, und zwar quantitativ genügen. Der Einfluß der Eiszeiten auf die heutige Tiefenstufe wird kurz rechnerisch diskutiert. Für geothermische Messungen geeignete Thermometer werden angegeben. *Koenigsberger.*

**Wilhelm Milch.** Ist die Solarkonstante Schwankungen unterworfen? Naturwissensch. 12, 826—827, 1924, Nr. 40. Besprechung einiger Originalarbeiten von Abbot, Fowle, Aldrich, von Kalitin, von Linke mit dem Ergebnis, daß die bisherigen Messungen über Schwankungen der extraterrestrischen Sonnenstrahlungsintensität auch durch fehlerhafte Extrapolation infolge mangelnder Kenntnis des Trübungsfaktors der Atmosphäre deutbar sind. „Was nach Auffassung der Amerikaner eine Einwirkung der Solarkonstantenschwankungen auf unsere Witterung ist, kann ebensogut als Einfluß der Witterungslage auf den Trübungsfaktor erklärt werden.“ (So beachtbar die vorgebrachten Einwände auch sind, muß doch darauf hingewiesen werden, daß neuere amerikanische Messungen über parallele Schwankungen an ganz verschieden liegenden Stationen auch großes Vertrauen verdienen. Der Red.) *Gerlach.*

**W. Bell Dawson.** Icebergs in Relation to Water-Temperature. Nature 119, 236, 1927, Nr. 2989. Die Annäherung eines Schiffes an einen Eisberg läßt sich aus Temperaturänderungen des Meerwassers nur schwer erkennen, denn einerseits kann starker Wind im eisfreien Meere vertikale Strömungen zur Folge haben, welche Wasser von fast 0° aus der Tiefe an die Oberfläche bringen, andererseits treiben Eisberge meist langsamer als die schnelle Oberflächenströmung, so



daß das kalte Eisbergwasser diesem vorausseilt, während hinter diesem (in der Strömungsrichtung) überhaupt keine niedrigeren Wassertemperaturen beobachtbar sind.

*Gutenberg.*

**Konrad Büttner.** Messungen der durchdringenden Strahlung. Naturwissenschaft. 15, 158—160, 1927, Nr. 7. Abdruck eines Vortrags, den Verf. auf der Naturforscherversammlung in Düsseldorf gehalten hat, und in welchem er in abgekürzter Form die Ergebnisse seiner Messungen der Höhenstrahlung auf Gletschern und im Flugzeug sowie seiner Absorptionsmessungen in Blei mitteilt. Diese Ergebnisse sind in drei inzwischen erschienenen vorläufigen Publikationen (ZS. f. Geophys. 2, 188, 254, 290, 1926) ausführlicher wiedergegeben, weshalb hier der Hinweis auf diese genügt.

*Hess.*

**Konrad Büttner.** Versuche über die durchdringende Strahlung. (Zweite vorläufige Mitteilung.) Messung der durchdringenden Höhenstrahlung im Flugzeug. S.-A. ZS. f. Geophys. 2, 254—256, 1926, Nr. 6. Mit zwei Strahlungsapparaten nach Wulf und Kolhörster wurde die Intensität der durchdringenden Höhenstrahlung bei drei Aufstiegen mit dem offenen Zweisitzer des Aeronautischen Observatoriums Lindenberg gemessen. Erreicht wurde schließlich eine Höhe von 6800 m, wo die Strahlungsstärke 39 J betrug. Die Ergebnisse stimmen unter sich und mit denen Kolhörsters von 1914 (Freiballon) überein.

*K. Büttner.*

**Werner Kolhörster.** Höhenstrahlung und Heavisideschicht. Naturwissenschaft. 15, 126, 1927, Nr. 5. Der von Benndorf kürzlich aufgezeigte entscheidende Einfluß der Höhenstrahlung auf die permanente Ionisation der Heavisideschicht legt die Vermutung nahe, daß sich die in Erdnähe entdeckten täglichen Schwankungen der Strahlung auch oben bemerkbar machen. Verf. hält es für möglich, daß Versuche über Empfangsenergie bei kurzen elektrischen Wellen bei Nacht, am besten in der Nord-Südrichtung und bei mehrmaliger Reflexion auf See Andeutungen über das Vorhandensein solcher Schwankungen in der Höhe liefern könnten. Die von Austin veröffentlichten Daten über die Empfangsstärke der Nauener Zeichen in Washington (1922 bis 1924) scheinen dafür zu sprechen, daß die Ionisation der hohen Schichten ähnlich von der Kulmination gewisser Himmelsgebiete beeinflußt wird, wie die Intensität der Ultraviolett-Strahlung in Erdnähe.

*Hess.*

**Axel Corlin.** Der kosmische Ursprung der Höhenstrahlung. Naturwissenschaft. 15, 356—357, 1927, Nr. 15. Auf Grund der von Kolhörster und von Salis veröffentlichten vorläufigen Ergebnisse ihrer 1926 im Jungfraugebiet ausgeführten Messungen der Höhenstrahlung hat Verf. an Hand des großen Sternkartenkatalogs der Sternwarte Lund, der etwa 300 000 beobachtete Sterne und Nebel enthält, untersucht, welche Sterne eventuell für die gefundene tägliche Periode der Höhenstrahlung in Betracht kommen könnten. Schon die ersten, unter plausiblen Annahmen ausgeführten Rechnungen zeigten, daß nur die Mirasterne (rote veränderliche Sterne mit hellen Linien im Spektrum beim Lichtmaximum, Spektraltypus  $M_d$ ) als Ausgangspunkte der Höhenstrahlung in Frage kommen. Nachdem dann von Kolhörster und von Salis die definitiven Ergebnisse zur Verfügung gestellt worden waren, zeigte sich, daß Sterne vom Spektraltypus  $O$ ,  $B_0 - B_2$ ,  $B_3 - B_5$ ,  $M_a - M_b$ ,  $N$  und langperiodische Veränderliche ohne  $M_d$ -Spektrum sowie Spiralnebel, helle und dunkle diffuse Nebel, planetarische Nebel und sogenannte Nebelsterne keine Verteilung ergeben, die den empirisch gefundenen Kurven entsprechen würde. Dagegen trat der



schon vorher gefundene Zusammenhang mit den Mirasternen (Spektraltypen  $Md + S$ ) dann besonders deutlich hervor, wenn die Sterne, welche zur Zeit der Messung im Lichtminimum waren, eliminiert wurden. Theoretische und empirische Kurve weisen korrespondierend Maxima und Minima auf, wobei die Extreme der letzteren konsequent um eine Stunde später eintreten. Da die Mirasterne sich von den langperiodischen dadurch unterscheiden, daß sie beim Lichtmaximum helle Linien im Spektrum zeigen, so wird geschlossen, daß die Höhenstrahlung in irgend einer Weise mit dem Auftreten dieser hellen Linien im Spektrum zusammenhängt.

*Kolhörster.*

**Ernest W. Brown.** Changes in the Length of the Day. *Nature* 119, 200—202, 1927, Nr. 2988. Zur Erklärung der aus astronomischen Beobachtungen festgestellten Schwankungen der Erdrotation kann die Gezeitenreibung nicht herangezogen werden. Ihre Wirkung ist zu gering, auch wirkt sie nur in einem Sinne, während bei den als Kurve wiedergegebenen Beobachtungsergebnissen sowohl auf eine Zunahme als auch auf eine Abnahme der Rotationsgeschwindigkeit geschlossen werden kann. Es kommen nur äußere Ursachen in Betracht, z. B. Massenverlagerungen in oder auf der Erde, die eine Änderung des Trägheitsmoments der Erde bewirken. Zur Erklärung der beobachteten Schwankungen genügt es, eine Schicht, die von der Oberfläche bis in eine Tiefe von 50 Meilen reicht, um 12 Fuß radial zu verschieben oder die gesamte Erde aufzulockern bzw. zusammenzudrücken, bis sich der Erdradius um 5 Inches geändert hat. Bei derartigen Verschiebungen sind Zusammenhänge mit der Häufigkeit der Erdbeben zu erwarten. Für die ganze Erde sind solche Zusammenhänge noch nicht sicher festgestellt. Jedoch scheint ein Zusammenhang zwischen der Erdbebenhäufigkeit in England und den Abweichungen der Greenwicher Beobachtungen von dem Mittel der Beobachtungen außerenglischer Sternwarten zu bestehen. Als Grund für die Änderungen des Trägheitsmoments der Erde können Erosion, Sedimentation, Gebirgsbildung und isostatische Ausgleichsbewegungen in Betracht kommen.

*K. Jung.*

**H. Spenceer Jones.** The Rotation of the Earth. *Month. Not.* 87, 4—31, 1926, Nr. 1. In einer umfangreichen Arbeit werden die seit 1836 beobachteten Abweichungen der geozentrischen Länge der Sonne, des Merkur, der Venus und des Mars von den von Newcomb und Ross berechneten mittleren Werten zusammengestellt, auf ihre Zuverlässigkeit geprüft und miteinander verglichen. Als Grundlage dienen bei der Sonne und der Venus hauptsächlich die Beobachtungen in Greenwich, bei Merkurdurchgängen die Zusammenstellung von Innes und beim Mars die von Ross gegebenen Werte. Im großen und ganzen haben die Abweichungen (Newcomb bzw. Ross minus Beobachtung) der Sonne und der angeführten Planeten den gleichen Verlauf: bis etwa 1870 nehmen sie ab, erreichen negative Werte, steigen erst schnell, dann langsamer bis 1897, werden positiv und fallen schließlich wieder, bis sich 1920 eine neue Umkehr vorbereitet. Die Amplituden (in Bogensekunden) sind ungefähr proportional der mittleren scheinbaren Bewegung des Himmelskörpers, wie das zu erwarten ist, wenn die Abweichungen durch Schwankungen in der Erdrotation verursacht sind. Auffallender noch ist die Übereinstimmung zwischen einer aus den Abweichungen der Sonne und der Planeten unter Beachtung des Amplitudenverhältnisses gewonnenen mittleren Kurve und der der Abweichungen des Mondes. Somit können innerhalb der Beobachtungsfehler Schwankungen der Erdrotation als Ursache der Längenabweichungen angesehen werden.

*K. Jung.*

## Geophysikalische Berichte.

**Karl Stumpff.** Analyse periodischer Vorgänge. Ein Abriß der Periodographie mit besonderer Berücksichtigung moderner Methoden. Mit 41 Figuren und 14 Tabellen im Text sowie 1 Volldrucktafel. X u. 188 S. Berlin, Verlag von Gebrüder Borntraeger, 1927 (Sammlung geophysikalischer Schriften, herausgeg. von Carl Mainka, Nr. 6). Inhalt: Empirische Funktionen. Analyse rein periodischer Vorgänge. Periodenbestimmung im allgemeinen Sinne. Das Periodogramm. Instrumentelle Methoden der Periodenbestimmung. *Scheel.*

**O. Meisser und H. Martin.** (Geologischer Mitarbeiter **F. Deubel.**) Zur experimentellen Seismik. I. ZS. f. Geophys. **3**, 106—118, 1927, Nr. 2/3. In dieser Arbeit werden einige Ergebnisse mit einer akustisch-seismischen Apparatur (ZS. f. Geophys. **2**, 108—110, 1926, Nr. 7) mitgeteilt, die in einem geologisch bekannten Gebiete gewonnen wurden. Einleitend werden die geologischen Verhältnisse des Versuchsgeländes bei Lobeda auseinandergesetzt. In einem theoretischen Teile werden sowohl für horizontale als auch für einfallende Schichtenlagerungen unter Verwendung der Huygensschen Wellenmechanik und des Fermatschen Prinzips vom kürzesten Wege die entsprechenden theoretischen Laufzeitkurven abgeleitet und einfache Relationen angegeben, die es gestatten, die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der elastischen Wellen anzugeben und die Tiefe der durchlaufenen Schichten zu ermitteln. Ferner wird ein Verfahren entwickelt, das das Profil der durchlaufenen Schicht aus der Laufzeitkurve zu berechnen gestattet. An mehreren gemessenen Laufzeitkurven wird die Übereinstimmung von Theorie und Praxis gezeigt und auf die Bedeutung einer sicheren Laufzeitbestimmung von einigen zehntausendstel Sekunden hingewiesen. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten sind stark von den geologischen Verhältnissen abhängig. Für Longitudinalwellen ergab sich für Schotter, Lehm und Gehängeschutt  $v = 600$  bis  $800$  m/sec, Chirotheriensandstein  $v$  im Mittel  $2500$  m/sec und Baubuntsandstein  $v = 3400$  m/sec. *Meisser.*

**V. Bjerknes.** Demonstration av C. A. Bjerknes's forsøk til minde om ham i anledning 100-aaret for hans fødsel. Fysisk Tidsskr. **24**, 19—20, 1926, Nr. 1/2. *Güntherschulze.*

**Sinclair Smith.** A vertical seismometer. Phys. Rev. (2) **29**, 755, 1927, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) Mit Hilfe einer 12 cm langen flachen Feder wurde ein vertikales Seismometer, ähnlich dem von Galitzin angegebenen, konstruiert, das eine Masse von 100 g und eine Schwingungsperiode von 12 sec hat. Sein Stabilitätsbereich ist größer als der des Galitzinschen Instrumentes. *Güntherschulze.*

**Max Schuler.** Ein neues Pendel mit unveränderlicher Schwingungszeit. ZS. f. Phys. **42**, 547—554, 1927, Nr. 7. Der Verf. will für astronomische und geophysikalische Zwecke ein Pendel bauen, das seine Schwingungszeit über viele Jahre unverändert beibehält. Vor allem versucht er, die Schwingungszeit unabhängig zu machen von kleinen Verschiebungen des Aufhängepunktes. Dies erreicht er durch ein zweites Pendelgewicht, das er oberhalb des Aufhängepunktes auf dem Pendelstab so aufsetzt, daß der Trägheitsradius des Pendels gleich der halben mathematischen Pendellänge wird. Dann hängt die Schwingungszeit nur mehr von dem Abstand der beiden Pendelgewichte ab und es kann bei der Zeitmessung dieselbe Genauigkeit erreicht werden, wie bei der Längenmessung. Um alle Fehler durch das Uhrwerk auszuschalten, hat das Meßpendel selbst

überhaupt kein Uhrwerk, sondern es synchronisiert auf photoelektrischem Wege eine Arbeitsuhr. Diese erteilt durch elektrische Kontakte dem Meßpendel die nötige Antriebsenergie. Die Amplitude des Pendels soll fortlaufend photographisch registriert werden, so daß man nachträglich durch Rechnung den Amplitudenfehler beseitigen kann. Auf diese Weise hofft der Verf. etwa die zehnfache Genauigkeit der bisherigen Pendeluhrn zu erreichen. Hat man eine große Anzahl solcher Pendel auf der ganzen Erde verteilt, so kann man aus einer Änderung des Ganges einzelner Pendel auf ein Schwanken der Schwere schließen. Schwanken aber alle Uhren gleichmäßig gegen die astronomisch gemessene Zeit, so ist dies offenbar auf eine Veränderung der Erddrehung zurückzuführen. *Schuler.*

**H. Haalek.** Die neue magnetische Universalwage. *ZS. f. Geophys.* **3**, 58—68, 1927, Nr. 2/3. Es wird eine Feldwage beschrieben, die es gestattet, die drei Komponenten (Deklination, Horizontal- und Vertikalintensität) zu messen. Sie ist der Schmidtschen Feldwage nachgebildet, besitzt aber ein gekreuztes Magnetsystem; der Magnetskörper besteht also aus zwei aufeinander senkrecht stehenden, fest miteinander verbundenen und sich um dieselbe Schneide drehenden Magneten. Die Theorie des Instrumentes wird entwickelt. Die Deklinationsmessung erfolgt durch Aufsuchen zweier zum magnetischen Meridian symmetrisch gelegenen Stellungen, die in dem Kollimationsfernrohr die gleiche Ablesung ergeben. Ein abnehmbares Fernrohr ermöglicht das Anvisieren von Miren. Bei den Messungen der Horizontalintensität wird das Magnetsystem, dessen Schwingungsebene mit der Meridianebene zusammenzufallen hat, durch einen nördlich bzw. südlich angebrachten Kompensationsmagneten ungefähr in die Nullage gebracht. Bemerkenswert ist, daß die Skalenwerte für die beiden Lagen (Kompensationsmagnet im Norden bzw. Süden) nicht gleich sind. Die Bestimmung der Vertikalintensität erfolgt ebenso wie mit der Vertikalwage nach Schmidt. Praktische Ergebnisse werden nicht mitgeteilt. *R. Bock.*

**Naoiti Kumagai.** Observations with Eötvös' Gravity-Variometer in the Kwantô District. Part I. *Jap. Journ. Astron.* **4**, 63—120, 1926, Nr. 2. Die Arbeit enthält die Ergebnisse der von Juli bis September 1924 im Kwantô-Distrikt, Japan, ausgeführten Drehwagemessungen. Die in eine Karte eingetragenen Ergebnisse zeigen in großen Zügen eine Abhängigkeit vom Verlauf der benachbarten Gebirge und scheinen eine Fortsetzung der Sagami-Bai unter der Sagami-Ebene anzudeuten. Da jedoch die Terrainkorrekturen noch nicht berücksichtigt sind, läßt sich nichts Abschließendes aussagen. Die Angaben über die Konstanten der Instrumente und die Auswertungsformeln bringen nichts wesentlich Neues. Bemerkenswert sind die Ausführungen über Azimutfehler und den Einfluß von Ebbe und Flut auf meeresnahe Stationen. *K. Jung.*

**A. Ångström and E. Petri.** A vacuum thermometer for measuring earth temperatures. *Journ. scient. instr.* **2**, 296—299, 1925, Nr. 9. Es wird vor allem die Methode von Lamont und Hamberg beschrieben. Auch bei letzterer Methode wird nicht die eigentliche Erdbodentemperatur gemessen und es werden beim Ablesen Fehler gemacht, die nicht mehr vernachlässigt werden können. Das gilt namentlich für kleine Tiefen, für die das rechtwinklig abgebogene Thermometer, dessen Kugel direkt im Boden steckt, als das einwandfreieste Instrument bezeichnet werden muß. Für Gebiete mit länger andauernder und halbwegs mächtiger Schneedecke ist auch dieses Instrument praktisch nicht brauchbar. Die neue Anordnung wird folgendermaßen getroffen. Auf ein 1 m langes Ebonitrohr (20 mm äußere, 10 mm innere Lichte) wird am unteren Ende ein gleich-



dimensioniertes, mit einem Boden versehenes Kupferrohr von 20 mm Länge aufgeschraubt. 1 cm über der unteren Bodenfläche trägt das Kupferrohr einen 10 mm breiten Flansch, der die Unveränderlichkeit der Tiefenlage im Boden sichern soll. Innen ist der Kupferboden zum mechanischen Schutze des Thermometers mit einer Gummiplatte belegt. Als Thermometer dient ein in halbe Grade geteiltes Vakuumthermometer. Der Wärmeausgleich geschieht vorzüglich nur durch Strahlung, die Trägheit ist genügend groß, um Fehler zu vermeiden, die beim Herausziehen des Thermometers aus der Ebonitröhre und beim Ablesen entstehen. Das Thermometergefäß befindet sich in einer fixen wohldefinierten Tiefe und steht in gut leitender Verbindung mit dem natürlichen Boden. Bei 10° C Temperaturdifferenz zwischen Boden- und Lufttemperatur beträgt die Standänderung nur 0,1° C innerhalb 10 sec, die zur Ablesung ausreichen. Vergleichstabellen mit der Hamburgischen Anordnung und dem rechtwinklig gebogenen Thermometer zeigen die Überlegenheit des neuen Typs. Conrad-Wien.

**C. Somigliana.** Sulle relazioni che esistono fra le costanti geoidiche ed i valori della gravità. Lincei Rend. (6) 5, 11–16, 1927, Nr. 1. Das Clairautsche Theorem gibt die Beziehung an, die zwischen der Schwere am Äquator und am Pol ( $g_e$  und  $g_p$ ), der Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation ( $\omega$ ), der großen Achse des Erd(rotations)ellipsoids ( $a$ ) und der Abplattung besteht. Die vorliegende Arbeit bringt Umformungen und Verallgemeinerungen des Clairautschen Theorems, in denen auch die kleine Achse ( $c$ ) des Erdellipsoids, die mittlere Dichte der Erde ( $k$ ) und Schwerewerte  $g_h$  vorkommen, die in beliebigen Breiten  $\varphi_h$  gemessen wurden. Folgende Abkürzungen werden eingeführt:

$$i = \sqrt{\frac{a^2 - c^2}{c^2}}, \quad e = \sqrt{\frac{a^2 - c^2}{a^2}}, \quad \psi(i) = \frac{1}{i^3} (i - \arctg i) = \frac{1}{3} - \frac{i^2}{5} + \frac{i^4}{7} - \dots,$$

$$A = \frac{4}{3} \pi \gamma k - \frac{2}{3} \frac{\omega^2}{1 - (i^2 + 3) \psi(i)} \quad [\gamma = \text{Gravitationskonstante}],$$

$$B = 2 \omega^2 \frac{(i^2 + 1) \psi(i)}{1 - (i^2 + 3) \psi(i)},$$

$$C(i) = \frac{i^2 \psi(i)}{1 - (i^2 + 3) \psi(i)} = \frac{5}{4} \left( 1 + \frac{3 \cdot 3}{7 \cdot 7} i^2 - \frac{4 \cdot 4}{5 \cdot 7 \cdot 7} i^4 + \dots \right),$$

$$z_h = \sqrt{1 + i^2 \cdot \cos \varphi_h} = \frac{a}{c} \sqrt{1 - e^2 \sin \varphi_h}.$$

Dann gelten folgende Umformungen des Clairautschen Theorems:

$$\frac{2g_e}{a} + \frac{g_p}{c} = 3A + B \frac{i^2 + 3}{i^2 + 1} = 4\pi k - 2\omega^2 \dots \dots \dots (1)$$

und

$$\frac{g_p}{c} - \frac{g_e}{a} = B \frac{i^2}{i^2 + 1} = 2\omega^2 \cdot C(i) \dots \dots \dots (2)$$

Die erste dieser Beziehungen gestattet, aus den Schwerewerten  $g_e$  und  $g_p$  und den geodätischen Daten  $a$ ,  $c$  und  $\omega$  die mittlere Dichte  $k$  der Erde zu berechnen, während in der zweiten Gleichung nur die Schwerewerte und die geodätischen Daten vorkommen. Von den speziellen Schwerewerten  $g_e$  und  $g_p$  frei ist die Beziehung:

$$\frac{1}{c} g_h = A \cdot z_h + \frac{B}{z_h} \dots \dots \dots (3)$$

aus der man eine Verallgemeinerung des Clairautschen Theorems erhält:

$$\left( \frac{g_2}{z_2} - \frac{g_1}{z_1} \right) \frac{z_2^2 - z_1^2}{z_1^2 \cdot z_2^2} = 2\omega^2 (1 + i^2) c \cdot C(i) \dots \dots \dots (4)$$



Für  $\varphi_1 = 0$  und  $\varphi_2 = 90^\circ$  geht diese Gleichung in die Beziehung (2) über. Schließlich erhält man zwischen drei in beliebigen Breiten bestimmten Schwerewerten eine in diesen homogene lineare Beziehung:

$$\begin{vmatrix} g_1 & z_1 & \frac{1}{z_1} \\ g_2 & z_2 & \frac{1}{z_2} \\ g_3 & z_3 & \frac{1}{z_3} \end{vmatrix} = 0 \dots\dots\dots (5)$$

Durch Ausmultiplizieren läßt sie sich in folgende Form bringen:  $\alpha \cdot e^4 + \beta \cdot e^2 + \gamma = 0$ , eine in  $e$  biquadratische Gleichung, mit deren Hilfe man die Abplattung des Erdellipsoids aus drei beliebigen Schwerewerten  $g_1, g_2, g_3$  und den entsprechenden geographischen Breiten  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$  bestimmen kann. K. Jung.

**B. Gutenberg.** Die Bedeutung der Isostasie. Gerlands Beitr. z. Geophys. 16, 396—403, 1927, Nr. 4. Aus Versuchen Tammanns über die Fließfähigkeit des Eisens und der Metalle und aus Angaben von Jeffreys und Adams über die Temperaturzunahme im Erdinnern folgert der Verf., daß die Fließfähigkeit der Gesteine nahe der Erdoberfläche ziemlich konstant ist, dann mit zunehmender Tiefe rasch zunimmt und schließlich wieder konstant wird, vielleicht ein wenig abnimmt. Wo die Schmelztemperatur erreicht wird, ist eine geringe sprunghafte Zunahme der Fließfähigkeit zu erwarten. Nirgends wird die Fließfähigkeit einer Flüssigkeit erreicht. Infolgedessen kann eine isostatische Ausgleichsfläche im bisherigen Sinne nicht bestehen. Die Ausgleichstiefe ist vielmehr zu definieren als die Tiefe, in der Druckunterschiede am schnellsten und vollkommensten ausgeglichen werden. Der Prattischen Hypothese, daß die Ausgleichstiefe überall die gleiche ist, stehen Ergebnisse der Seismik gegenüber, die eine solche Annahme unzutreffend erscheinen lassen. Die Airysche läßt verschiedene Ausgleichstiefen, die den Eintauchtiefen der Kontinentalschollen entsprechen, zu, nimmt jedoch gleiche Dichte aller Kontinentalschollen an. Läßt man die letzte Annahme fallen, so kommt man wohl der Wahrheit am nächsten. Alle unter einschränkenderen Annahmen durchgeführten Rechnungen weisen große Unsicherheiten auf. K. Jung.

**E. Meissner.** Les ondes de surface élastiques et leur rôle dans l'étude de l'intérieur de la terre. Arch. sc. phys. et nat. (5) 8, 343, 1926, Nov./Dez. [C. R. soc. suisse de géophys., météorol. et astron.] Mit Hinweis auf neuere Arbeiten von Gutenberg wird die Bedeutung einer näheren Untersuchung der seismischen Oberflächenwellen für die Erforschung der Erdkruste kurz besprochen. K. Jung.

**Mishio Ishimoto.** Observations sur les variations de l'inclinaison de la surface terrestre (premier rapport). Bull. of the Earthquake Research Institute, Tokyo 2, 1—12, März 1927. Mit aus Quarz hergestellten Zöllnerschen Pendeln (zwei Komponenten) wird die Neigung des Erdbodens in Tokio von Juli bis September 1926 gemessen. Der Verf. bringt zuerst die Theorie des Instrumentes und Angaben über die Konstanten. Bei den Messungen war die Periode der Pendel etwa 20 sec, der Ausschlag betrug etwa 0.8 cm bei 1" Neigung. An Tagen ohne auffallende Bodenbewegung sind die Registrierungen denen der Temperatur an der Erdoberfläche parallel, der tägliche Gang der Temperatur und die Schwankungen des Tagesmittels sind in den Registrierungen der Pendel wiederzufinden. Nur um die Zeit eines Erdbebens zeigen sich Abweichungen von diesem Verhalten: außer geringer Unruhe während des Bebens selbst fand man eine starke Anomalie

in den Aufzeichnungen der NS-Komponente 14 Tage vor einem großen Erdbeben in der Tokiobucht, kleinere Abweichungen unmittelbar nach schwachem Beben mit nahegelegenen Epizentrum, während Beben mit fernem Herd keine anhaltende Neigung des Erdbodens verursachten. Die Versuche werden fortgesetzt. *K. Jung.*

**B. Wanach.** Eine fortschreitende Lagenänderung der Erdachse. ZS. f. Geophys. 3, 102–105, 1927, Nr. 2/3. Die Polhöhenbeobachtungen auf den internationalen Breitenstationen seit dem Jahre 1900 ergeben außer den seit dem Jahre 1890 bekannten periodischen Schwankungen der Erdachse eine langsame fortschreitende Wanderung des Nordpols in der Richtung auf Grönland zu. Die mittlere jährliche fortschreitende Polwanderung beträgt  $0,0047 \pm 0,0007''$  in der Richtung  $42 \pm 9^\circ$  westl. Länge v. Gr. *Schmehl.*

**H. Kimura.** Provisional Result of the Work of the International Latitude Service in the North Parallel  $+ 39^\circ 8'$  during the Year 1925. Proceedings of the Imperial Academy Tokyo 3, 50–52, 1927, Nr. 2. Es werden die vorläufigen Ergebnisse der Polhöhenbeobachtungen auf den drei internationalen Breitenstationen Mizusawa, Carloforte und Ukiah im Jahre 1925 bekanntgegeben. Die Beobachtungen und deren Reduktionen wurden in der gleichen Weise wie in den vorhergehenden Jahren angestellt. *Schmehl.*

**W. T. Whitney.** The Michelson-Cale earthtide experiment repeated in Pasadena, California. Phys. Rev. (2) 29, 755, 1927, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) Es wurden die Gezeiten in einer Nord-Süd- und einer Ost-West-Röhre, die halb mit Wasser gefüllt waren, in Pasadena kontinuierlich aufgezeichnet. Eine Durchrechnung der Ergebnisse mit der Nord-Süd-Röhre zeigt, daß in Pasadena die durch den von der Ozeanflut hervorgerufenen Druck bedingte Neigung 2,5 mal so groß ist, wie die durch die eigentliche Flutwelle der festen Erdkruste. Die Ost-West-Röhre verhielt sich anormal und ließ sich bisher nicht analysieren. Wahrscheinlich sind in der Nähe gelegene Gebirgsstücke die Ursache. *Güntherschulze.*

**L. Eblé.** Sur les déviations périodiques de la verticale à Paris. C. R. 184, 336–338, 1927, Nr. 6. Mit Horizontalpendeln wurde die tägliche periodische Schwankung der Lotrichtung in Paris gemessen. Es liegen zwei Serien von Beobachtungen vor von 49 bzw. 31 Monaten Dauer (1912 bis 1917 und 1920 bis 1924 mit Lücken in den Jahren 1920 und 1921). Die Ergebnisse sind folgende: Sonnentägliche Periode. 1. Serie, N-Komponente:  $0,0023'' \cos(t - 105^\circ) + 0,0013'' \cos(2t - 356^\circ)$ , E-Komponente:  $0,0012'' \cos(t - 17^\circ) + 0,0033'' \cos(2t - 120^\circ)$ ; 2. Serie, N-Komponente:  $0,0034'' \cos(t - 116^\circ) + 0,0009'' \cos(2t - 25^\circ)$ , E-Komponente:  $0,0008'' \cos(t - 193^\circ) + 0,0033'' \cos(2t - 128^\circ)$ . Mondtägliche Periode. 1. Serie, N-Komponente:  $0,0002'' \cos(t - 179^\circ) + 0,0052'' \cos(2t - 53^\circ)$ , E-Komponente:  $0,0004'' \cos(t - 155^\circ) + 0,0101'' \cos(2t - 109^\circ)$ ; 2. Serie, N-Komponente:  $0,0003'' \cos(t - 205^\circ) + 0,0046'' \cos(2t - 49^\circ)$ , E-Komponente:  $0,0001'' \cos(t - 231^\circ) + 0,0097'' \cos(2t - 106^\circ)$ .  $t$  ist in Grad auszudrücken,  $360^\circ = 1$  Sonnentag bzw. 1 Montag. Die beiden Serien stimmen in der Größenordnung von Amplitude und Phase ganz gut überein. Die halbtägigen Glieder sind am wichtigsten. Bei einer vollkommen starren Erde würde das halbtägige Mondglied folgenden Betrag aufweisen: N-Komponente:  $0,0081'' \cos 2t$ , E-Komponente:  $0,0108'' \sin 2t$ . Die gemessenen Werte betragen hiervon 62 bzw. 91 Proz. Hieraus folgt, daß die Erdkruste bei Paris in ost-westlicher Richtung fast vollkommen starr ist. Der Einfluß des Ozeans durch Massen-

anziehung und Belastung des Kontinents ist so klein, daß er vernachlässigt werden kann. Die Abweichungen zwischen den beiden Serien sind nach der Meinung des Verf. mehr als bloße Beobachtungsfehler. *K. Jung.*

**B. Gutenberg.** Grundlagen der Erdbebenkunde. Mit 84 Abbildungen im Text. 189 S. Berlin, Verlag von Gebrüder Borntraeger, 1927. (Sammlung Borntraeger, Band 12.) Der Zweck des vorliegenden Buches ist ein doppelter: Zunächst sollen die wichtigsten neueren Ansichten und Theorien über die Erscheinungen und die Methoden der Erdbebenforschung gegeben werden, dann sollen aber auch die Voraussetzungen untersucht werden, die offen oder versteckt den Theorien und ihren Anwendungen in der Praxis zugrunde liegen. Während diese Voraussetzungen in den Gebieten der Erdbebeninstrumente und der Theorie der Erdbebenwellen meist bekannt waren, allerdings in vielen Fällen trotz erheblichen Einflusses auf die Ergebnisse aus Bequemlichkeit (z. B. bei der Auswertung der Absolutwerte der aufgezeichneten Bodenerschütterungen) oder infolge ungenügender Kenntnis von irgendwelchen Zahlenwerten erheblich vereinfacht wurden, hat man sich bei der Untersuchung der Erdbebenwirkungen und der Frage nach der Entstehung der Erdbeben um die physikalischen Grundlagen in den meisten Fällen überhaupt nicht gekümmert. Im vorliegenden Buche wird vielfach versucht, die Wirkung der hier auftretenden Kräfte so weit als möglich klarzustellen. Im dritten Abschnitt, der sich mit der Verbreitung der Erdbeben befaßt, werden die großen Züge in den Vordergrund gestellt (Zusammenfallen der Vulkan- und Erdbebenzonen mit den schwachen Zonen der Erdkruste). In den folgenden Abschnitten werden die Erdbebenmeßinstrumente, die Aufzeichnung von Erdbeben, die Erdbebenwellen und die Herdbestimmung behandelt. Den Schluß bilden Angaben über die seismische Bodenunruhe, die Erdbebenvorhersage, zu der leider nur Vorschläge, aber keine praktischen Ergebnisse vorliegen, und über den Erdbebenschutz. Die Angaben im Text werden durch 84 Abbildungen und Diagramme und 15 Tabellen ergänzt, dagegen werden Formeln, dem Zwecke des Buches entsprechend, nur vereinzelt gegeben. *Gutenberg.*

**H. H. Turner.** Revised Seismological Tables and the Earth's liquid Core. Month. Not. (Geophys. Suppl.) 1, 425—446, 1926, Nr. 8. Eine sehr eingehende statistische Zusammenstellung und Verarbeitung des in den Jahren 1918 bis 1922 von der International Seismological Summary veröffentlichten Beobachtungsmaterials. *Picht.*

**Charles Davison.** The Annual Periodicity of Earthquakes. Phil. Mag. (7) 3, 529—534, 1927, Nr. 15. 1. Beziehungen zwischen der jährlichen Periodizität und der Intensität der Erdbeben. Verf. stellt u. a. fest, daß auf der nördlichen Halbkugel die starken Erdbeben ihr Maximum vorwiegend im Juli, die schwachen ihr Maximum vorwiegend im Dezember haben, daß es dagegen auf der südlichen Halbkugel fast umgekehrt ist. Ähnliche Betrachtungen werden für einzelne Gebiete (Japan u. a.) angestellt. 2. Jährliche Periodizität der Erdbeben in Inselgebieten. Ähnliche Untersuchungen wie in 1. Auch geht Verf. darauf ein, wie stark das Maximum der jährlichen Periode ausgeprägt ist. *Picht.*

**Kyoji Suyehiro.** On the Nature of Earthquake Motions examined by a Seismic Vibration Analyser. Proc. Imp. Acad. Tokyo 2, 268—270, 1926, Nr. 6. Übereinstimmend mit der bereits referierten (diese Ber. S. 849) Arbeit desselben Verf. „A Seismic Vibration Analyser and the Records obtained therewith. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 1, 59—64, 1926, Aug.“ *Picht.*



**Katsutada Sezawa.** Dilatational and Distorsional Waves generated from a Cylindrical or a Spherical Origin. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 2, 13—20, 1927, März. Verf. untersucht, in welchem Verhältnis sich die Energie, die bei einem Beben frei wird, auf die Dilatations- und Torsionswellen verteilt. Er betrachtet zunächst den zweidimensionalen Fall, nimmt also an, daß die Störungsquelle — räumlich betrachtet — die Form einer geraden Linie hat. Ausgehend von den bekannten Bewegungsgleichungen (in Polarkoordinaten  $r, \theta$ ), setzt Verf. die Dilatation sowie die Torsion proportional zu  $e^{i(n\theta + p\varphi)}$ . Es wird also neben der Phasenabhängigkeit von der Zeit, deren Periode  $p$  ist, noch eine solche vom Winkel  $\theta$  vorausgesetzt. Verf. stellt sodann die sich hieraus ergebenden Verschiebungskomponenten auf, und zwar 1. für reine Dilatation, 2. für reine Torsionswellen. Beide zusammen ergeben die allgemeinen Verschiebungskomponenten, die nunmehr noch den Grenzbedingungen unterliegen. Als solche werden folgende Annahmen gemacht: An der Fläche  $r = a$  soll der tangentielle Zug verschwinden und der Normaldruck soll zu  $e^{i(n\theta + p\varphi)}$  proportional sein. Unter diesen Annahmen ergibt sich sodann leicht das gesuchte Verhältnis der Energieverteilung. In ähnlicher Art behandelt Verf. den Fall einer punktförmigen Störungsquelle, wobei vorausgesetzt wird, daß in azimuthaler Richtung keine Bewegungskomponente auftritt. Dilatation und Torsion werden als zu  $e^{ipt}$  proportional angenommen. Als Grenzbedingung an der Kugelfläche  $r = a$  wird wieder Verschwinden des tangentialen Zuges vorausgesetzt, während der Normaldruck proportional zu  $P_n(\cos \theta) e^{ipt}$  angenommen wird. Endlich geht Verf. noch auf den Fall ein, daß bei punktförmiger Störungsquelle nur eine azimuthale Bewegungskomponente auftritt. Picht.

**Katsutada Sezawa.** On the Propagation of Rayleigh-Waves on Plane and Spherical Surfaces. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 2, 21—28, 1927, März. Verf. gibt für bestimmte Fälle Lösungen der Bewegungsgleichungen eines elastischen Körpers. Betrachten wir einen Zylinder. Seine Achse bilde die  $z$ -Achse ( $z \geq 0$ ). Die Grundfläche sei  $z = 0$ . Die anderen Koordinaten seien  $r$  und  $\theta$ . Es wird nun eine Bewegung vorausgesetzt, deren Komponenten nur in Richtung von  $r$  und  $z$  liegen. Die Dilatation wird proportional zu  $e^{-\alpha z + ipt}$ , die Torsion entsprechend proportional zu  $e^{-\beta z + ipt}$  angenommen, so daß es sich also um Wellen handelt, die sich vornehmlich in der Fläche  $z = 0$  ausbreiten. Aus den Bewegungsgleichungen ergeben sich dann die Werte der Dilatation und Torsion, und aus ihnen die Bewegungskomponenten bei reiner Dilatation sowie bei reiner Torsion, die zusammen die allgemeine Bewegung ergeben. Diese wird der Grenzbedingung unterworfen, daß in der Fläche  $z = 0$  jeglicher Zug verschwinden soll. Es ergeben sich so Resultate, die im wesentlichen mit denen von Rayleigh übereinstimmen. In ähnlicher Weise und mit ähnlichem Resultat untersucht Verf. sodann die Oberflächenwellen einer Kugel, wobei azimuthale Symmetrie vorausgesetzt wird, also Bewegungskomponenten nur in Richtung des Radius sowie in Richtung des Meridians angenommen werden. Dilatation und Torsion werden zu  $e^{ipt}$  proportional angenommen. Als Grenzbedingung gilt wieder, daß an der Kugeloberfläche jeglicher Zug verschwinden soll. Ref. vermißt hier die die Oberflächenwellen charakterisierenden Dämpfungskoeffizienten. Picht.

**Katsutada Sezawa.** Propagation of Elastic Waves from an Elliptic or a Spheroidal Origin. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo 2, 29—48, 1927, März. Verf. betrachtet zunächst die zweidimensionale Ausbreitung von Wellen elliptischer Form. Er schreibt zu diesem Zwecke die Bewegungsgleichungen für einen elastischen Körper in elliptischen Koordinaten. Desgleichen die Ausdrücke für die Dilatation



und Torsion, die er beide zu *e<sup>2</sup>* proportional annimmt. Der Proportionalitätsfaktor wird als zerlegbar in zwei Faktoren angenommen, von denen jeder nur von einer Koordinate abhängt. Es ergeben sich so zwei ähnlich gebaute Differentialgleichungen, die sich nur dadurch unterscheiden, daß in der einen das Quadrat des hyperbolischen Kosinus, in der anderen das des sphärischen Kosinus auftritt. Während sich die zweite in Reihenform lösen läßt, ist dies bei der ersten nicht der Fall. Der Verf. beschränkt sich daher darauf, Lösungen herzuleiten, die in der Nähe des Quellpunktes bzw. in sehr weiter Entfernung von ihm gelten. Es zeigt sich, daß in großer Entfernung vom Quellpunkt die Geschwindigkeit der von einer elliptischen Quelle ausgehenden Wellen gleich ist derjenigen einer sphärischen (Kreis-) Quelle, trotz der in der Nähe der Quelle vorhandenen Abhängigkeit der Geschwindigkeit von der Richtung. In ganz ähnlicher Art betrachtet Verf. noch die beiden Fälle, daß es sich um eine räumliche Quelle handelt, die Wellen von der Gestalt eines verlängerten bzw. abgeplatteten Sphäroids (Ellipsoids) erzeugt. Auch hier muß sich Verf. auf Annäherungen bzw. Grenzfälle beschränken. Die Resultate sind ähnlich denen des ebenen Falles. *Picht.*

**Takeo Matuzawa.** On the relative magnitude of the preliminary and the principal portion of earthquake motions. Jap. Journ. Astron. 4, 1—33, 1926, Nr. 1. Ein Auszug des ersten Teiles dieser Arbeit wurde in Proc. Imp. Acad. Tokyo 2, 17—19, 1926, Nr. 1 veröffentlicht (s. diese Ber. 7, 1481, 1926). Für das Größenverhältnis des ersten Vorläufers zu der Hauptbewegung ist neben anderen von der Fortpflanzung der Wellen abhängenden Faktoren von großer Wichtigkeit die für beide Bewegungen gleiche Entstehungsursache. Ihren Einfluß auf das Größenverhältnis macht Verf. zum besonderen Gegenstand seiner Untersuchung. Er betrachtet dementsprechend folgende Fälle: 1. Eine von der Zeit abhängige Kraft wirkt auf einen Punkt in bestimmter unveränderlicher Richtung. 2. Zwei gleiche, aber entgegengesetzte Kräfte wirken parallel auf zwei benachbarte Punkte, deren Verbindungslinie mit der Richtung der Kräfte zusammenfällt. 3. Wie 2., jedoch Verbindungslinie der beiden beanspruchten Punkte senkrecht zur Krafrichtung. 4. Fall eines Kompressionszentrums. 5. Fall eines Rotationszentrums um eine Achse. 6. Fall eines Torsionszentrums um eine Achse. Für diese verschiedenen Fälle gibt Verf. im zweiten Teil der Arbeit im Anschluß an Stokes und Love Integraalausdrücke für die Komponenten der Verschiebung in einem Aufpunkt. (Der erste Teil bildet die Einleitung.) Im dritten Teil werden die Integraalausdrücke des zweiten Teiles unter der Annahme einer periodischen Kraft ausgewertet und für spezielle Lagen des Aufpunktes diskutiert. Für den ersten Fall ergibt sich z. B., daß bei der longitudinalen Welle die Amplitude in Richtung der Kraft umgekehrt proportional ist der Entfernung und dem Quadrat der Geschwindigkeit, senkrecht zur Krafrichtung dagegen umgekehrt proportional zum Quadrat der Entfernung, zur Geschwindigkeit und zur Periode. Bei der Transversalwelle desselben Falles liegen die Verhältnisse umgekehrt. Verf. weist darauf hin, daß dies Ergebnis in guter Übereinstimmung ist mit den Beobachtungsergebnissen des Bebens vom 21. Januar 1906. In ähnlicher Art wie dieser Fall werden die übrigen oben angegebenen Fälle behandelt. Im vierten Teil seiner Arbeit geht Verf. auf die in einzelnen Fällen auftretenden Mohorovičičschen Vorläufer ein. Er vermutet, daß sie herrühren von einer Doppelbrechung, verursacht durch den quasikristallinen Charakter bestimmter Gesteinsschichten, und untersucht diese Annahme für einen bestimmten Fall. *Picht.*

**Mario Picotti.** I risultati delle ricerche fisico-chimiche compiute nelle crociere della R. Nave „Marsigli“ nello Stretto di Messina. Lincei Rend. (6) 4, 282—285, 1926, Nr. 7/8. *Picht.*

**Otto Meissner.** Bestimmung der Hauptmondttide  $M_2$  in Swinemünde für die Jahre 1898 bis 1907. ZS. f. Geophys. 3, 75–79, 1927, Nr. 2/3. Die Hauptmondttide  $M_2$  an der Südküste der Ostsee läßt sich bei achtmal täglicher Beobachtung für das Mittel mehrerer Jahre mit schon recht befriedigender Genauigkeit darstellen.

Otto Meissner-Potsdam.

**Napier Shaw.** Thermodynamic Diagrams in the Study of the Upper Air. Nature 119, 118, 1927, Nr. 2986. Diagramme mit den Koordinaten „Temperatur“ und „Entropie“ erlauben durch eine einfache Planimetrierung die Berechnung der Aufstiege von Registrierballons. Der Verf. tritt noch dafür ein, nach Bjerknes mit bestimmten Niveaulächen statt mit Höhenmetern zu rechnen.

Conrad-Wien.

**Tatuo Kobayasi.** On the Mechanism of Cyclones and Anticyclones. Proc. Imp. Acad. Tokyo. 3, 72–75, 1927, Nr. 2. Bei Zyklonen, die nur eine oder gar keine ausgeprägte Diskontinuitätslinie haben, ist es zweckmäßig, von dem Bjerknesschen Schema abzugehen und zu einer alten, einfacheren Darstellung zurückzukehren. Das Bjerknessche Schema setzt zwei Luftströme verschiedenen Ursprungs voraus. Der Verf. nimmt eine an der Erdoberfläche kreisförmige Zyklone an, die sich in einem einzigen, außerhalb des Wirbels gleichmäßigen Luftstrom befindet. In diesem Falle hat die Zyklone nur eine Konvergenzlinie. Ist in dem allgemeinen Luftstrom senkrecht zur Stromrichtung ein Temperaturgradient vorhanden, so tritt an der Konvergenzlinie eine Temperaturdiskontinuität auf. Nur ein Teil der Luftmassen des großen Luftstroms wird in den Wirbel hineingezogen und ist von der übrigen Luft durch die „Grenzlinie des zentripetalen Stromes“ geschieden. Die Konvergenzlinie und die Grenzlinie werden an einem Wetterkartenbeispiel gezeigt. In großer Höhe verschwindet die einwärts gerichtete Luftströmung, die Stromlinien umkreisen das Zentrum. Die Höhe, von der an derartige Strömungsverhältnisse vorkommen, schwankt im Sommer zwischen 2 und 3, im Winter zwischen 2,5 und 4 km. Bei ähnlich gebauten Antizyklonen treten zwei Diskontinuitätslinien auf.

K. Jung.

**Louis A. Bauer.** Atmospheric Electricity. Nature 119, 457, 1927, Nr. 2995. **C. Chree.** Erwiderung zu vorstehenden Ausführungen. Ebenda S. 458. Replik L. A. Bauers und Duplik C. Chrees betreffend die Existenz der nach Weltzeit gehenden täglichen Periode des atmosphärischen Potentialgefälles, welche von A. Mauchly (1921) und K. Hoffmann (1923) erschlossen worden ist. Bauer weist darauf hin, daß leider noch keine international anerkannte Regeln für die Ermittlung des Reduktionsfaktors des Potentialgefälles existieren und daß dies die Auswahl der Werte sehr erschwere. Die Weltzeitperiode sei sogar bei einigen Landstationen mit doppelter täglicher Periode noch erkennbar, trotz der störenden lokalen Einflüsse. Der Zusammenhang zwischen Sonnentätigkeit (Sonnenfleckenzahl) und atmosphärischem Potentialgefälle sei auch bei den Potsdamer Messungen erkennbar; der Korrelationsfaktor ist allerdings vielleicht wegen der klimatischen Verhältnisse in Potsdam nicht so groß, wie bei den Reihen von Eskdalemuir, Kew und Tortosa. C. Chree erwidert, er verstehe nicht, wieso in Potsdam die klimatischen Verhältnisse so sehr stören könnten, wo doch Eskdalemuir ein viel rauheres Klima hat. Er hoffe, daß es bei den zukünftigen Fahrten des Forschungsschiffes „Carnegie“ möglich sein werde, eine Entscheidung der noch bestehenden Unsicherheiten zu erzielen. Er halte den Zusammenhang zwischen Sonnentätigkeit und Potentialgefälle für noch nicht allgemein erwiesen.

V. F. Hess.

**M. A. Tuve and C. Huff.** On the use of a radioactive collector for potential-gradient measurements. *Terr. Magn.* **32**, 17–25, 1927, Nr. 1. Die Verff. beschreiben einige Laboratoriumsversuche, die dazu dienen sollen, die Wirkungsweise eines Ioniumkollektors, der ja vielfach bei luftelektrischen Messungen Verwendung findet, besser zu verstehen. Sie untersuchten den Kollektor in einem künstlichen planparallelen Felde und fanden so, daß er, mit einem horizontalen Draht verwendet, nur etwa einen Fehler von 4 Proz. gibt, der dadurch entsteht, daß der Kollektor nur auf einer Seite mit dem radioaktiven Stoff bezogen ist. Ferner wurde der Einfluß von Isolationsfehlern, der Verzerrung der Niveauflächen, sowie der Windeinfluß untersucht. Im allgemeinen sind diese Einflüsse überraschend gering, vor allem, wenn man Kollektoren verwendet, die stark sind. Die Zeit, die ein Kollektor gebraucht, um das Potential anzunehmen, wenn dieses geändert wird, ist praktisch unabhängig von der Feldstärke und nur abhängig von der Aktivität des Belages. Hierbei spielt auch die elektrostatische Induktion, die verschieden ist, je nach Form und Lage des Kollektors, eine Rolle. Am Schluß wird dann eine einfache Erklärung für die Wirkungsweise des Kollektors mit Hilfe der Diffusion der von ihm erzeugten Ionen gegeben und durch einige Versuche bestätigt. *Kähler.*

**G. R. Wait.** Preliminary note on the effect of dust, smoke and relative humidity upon the potential gradient and the positive and negative conductivities of the atmosphere. *Terr. Magn.* **32**, 31–35, 1927, Nr. 1. Wait knüpft an die Arbeit von Chree und Watson an [*Proc. Roy. Soc. London (A)* **105**, 313, 1924], welche die Potentialgefällewerte von Kew mit gleichzeitigen Staubbmessungen mit dem Owenszähler verglichen. Er ist der Ansicht, daß der Aitkensche Kernzähler geeigneter ist, weil dieser im Gegensatz zu dem Owensapparat auch die kleinsten Teilchen,  $< 0,2 \mu$ , mitzählt und daher viel höheren Kerngehalt angibt. Wait teilt einige vorläufige Ergebnisse von allerdings nur einen kurzen Zeitraum umfassenden Parallelmessungen zwischen Aitkenzähler und den luftelektrischen Elementen mit, die er an dem für solche Messungen günstig gelegenen Watheroo-Observatorium in Westaustralien erhalten hat. Da im Januar bis März viele Buschfeuer in der Umgebung vorkommen, ist es gerade für Rauchuntersuchungen sehr geeignet. Die Messungen wurden im Februar, März und April 1924 einmal am Tage ausgeführt. Das Leitvermögen wurde mit dem Gerdienapparat gemessen, das Potentialgefälle mit Wulf-Zweifadenelektrometer und Ioniumkollektor. Wait teilt seine Einzelmessungen nicht mit, sondern bringt nur eine graphische Darstellung des Gesamtergebnisses. Diese Darstellung zeigt eine starke Zunahme des Potentialgefälles, eine starke Abnahme beider Leitfähigkeiten mit zunehmendem Kerngehalt. Der Erdluftstrom nimmt weniger stark, aber deutlich ab mit wachsenden Aitkenzahlen, das Verhältnis der beiden Leitfähigkeiten dagegen wächst stark mit dem Kerngehalt. Ferner gibt Wait eine ähnliche graphische Darstellung der Beziehung zwischen den luftelektrischen Elementen und der relativen Feuchtigkeit, die auf Messungen sich stützt, die er einmal am Tage, 9 bis 10 Uhr Ortszeit, in den Monaten August bis November 1924 erhalten hat. Während dreier Wintermonate ist die Luft in Watheroo wegen zahlreichen Regens meist sehr klar und rein. Der Zusammenhang mit der Feuchtigkeit ist weniger deutlich als beim Kerngehalt, aber in demselben Sinne vorhanden. So ist z. B. für kleine relative Feuchtigkeit das Verhältnis der beiden Leitfähigkeiten am kleinsten. *Kähler.*

**K. Kähler.** Die elektrische Raumladung der Atmosphäre in Potsdam. *Meteorol. ZS.* **44**, 1–5, 1927. Veranlaßt durch eine Arbeit von Benndorf



(Phys. ZS. 27, 576, 1926), wurde die früher (Meteorol. ZS. 40, 204, 1923) beschriebene Potsdamer Meßvorrichtung für die luftelektrische Raumladung auf Volta-Effekte hin untersucht. Mit Hilfe des gefundenen Volta-Effekts wurde als Jahresmittelwert der Raumladung in Potsdam der Wert  $+ 0,19$  elst. E. im  $m^3$  für die niederschlagsfreien Tage ermittelt, Höchstwert  $+ 0,27$  im November, Januar und Februar, Tiefstwert  $0,10$  im August. Diese Werte werden mit den von Obolensky in der Nähe von St. Petersburg (Leningrad) gemessenen verglichen. Dann wird eine Reihe von Beispielen gegeben für die Raumladung an gestörten Tagen, bei Staubwirkung, Regen und Gewittern und wiederum mit ähnlichen Messungen Obolenskys verglichen, wobei sich gute Übereinstimmung in der Größenordnung und im Vorzeichen ergibt. Hieraus lassen sich Schlüsse auf den Elektrisierungsprozeß bei diesen Störungen ziehen. *Kähler.*

**H. U. Sverdrup.** Ergebnisse der Messungen des Potentialgefälles auf der „Maud“-Expedition. ZS. f. Geophys. 3, 93—102, 1927, Nr. 2/3. Sverdrups Messungen, die in den Wintern 1922/23, 1923/24 und 1924/25 im Gebiet des Ostindischen Meeres zwischen etwa  $70$  und  $75^\circ$  n. Br. und  $158$  bis  $175^\circ$  ö. L. v. Gr. ausgeführt worden sind, geben eine Bestätigung des von Mauchly und K. Hoffmann gefundenen Satzes, daß der tägliche Gang des luftelektrischen Potentialgefälles denselben Charakter auf allen Meeren hat und daß die Extremwerte zu derselben absoluten Zeit (Greenwichzeit) eintreten. Es wurde nur im Winter gemessen, anfangs mit Ioniumkollektor und Wulfschem Zweifadenelektrometer, später in den beiden letzten Wintern mit einer selbstgebauten, dem Benndorfschen Elektrometer ähnlichen Registriervorrichtung; im Sommer führte die große Feuchtigkeit zu Isolationsschwierigkeiten, die nicht überwunden werden konnten. Der Reduktionsfaktor auf die Ebene wurde in jedem Winter sorgfältig bestimmt. Das Potentialgefälle war recht unabhängig von den meteorologischen Elementen. Nur einmal war es negativ bei Schneefall, bei Schneetreiben und Wind war es dagegen oft sehr hoch positiv. Die Unterschiede bei klarem und bewölktem Himmel waren gering, selbst bei Nebel blieb das Potentialgefälle häufig normal, zeigte aber bisweilen außerordentlich hohe positive Werte. Sverdrup leitet aus den Beobachtungen und Registrierungen, nachdem er die Schneetreiben- und Nebelstörungen ausgeschieden hat, die Monatsmittel des Gefälles ab. Der größte Wert findet sich in allen drei Wintern im April,  $115$  Proz. des Gesamtmittels, der kleinste im Mittel im November,  $89$  Proz. des Gesamtmittels. Dieses Gesamtmittel betrug im Winter 1922/23, wo die Beobachtungen noch nicht sehr zahlreich waren,  $108$  Volt/m, im Winter 1923/24  $113$  Volt/m und im Winter 1924/25  $93$  Volt/m. Das Maximum im April ist nicht, wie bei Hoffmann auf Spitzbergen, auf das Schneetreiben zurückzuführen. Es tritt auch an windstillen Tagen auf. Natürlich ist es, weil die Sommerwerte fehlen, schwer, Schlüsse auf den gesamten Jahresgang zu ziehen. Sverdrup stellt dann genau den täglichen Gang nach Greenwichzeit dar und analysiert ihn harmonisch, getrennt nach sieben Perioden; drei Perioden Oktober bis April und je zwei November bis Januar, sowie Februar bis April der beiden letzten Winter, wo die Registrierung zahlreiches Material lieferte. Der tägliche Gang stimmt in den drei Wintern geradezu verblüffend überein. Das erste Glied der harmonischen Analyse, die 24stündige Welle, herrscht bei weitem vor; das zweite, die 12stündige Welle, tritt demgegenüber stark zurück. Ihre Amplitude nimmt vom Winter zum Frühjahr ab. Eine Beziehung zum Nordlicht war nicht vorhanden. Die tägliche Schwankung im Ostsibirischen Meere gibt nach absoluter Zeit fast genau die gleiche Kurve, wie sie auf den Ozeanmessungen der „Carnegie“ und auf Spitzbergen gefunden wurde. Da die „Maud“ ungefähr  $180^\circ$  von Spitzbergen entfernt im Eise lag, so ist, nach Ortszeit



geschrieben, der tägliche Gang beider Meßreihen fast genau spiegelbildlich. Während auf Spitzbergen das Hauptminimum kurz vor 4 Uhr Ortszeit eintritt, ist im Ostsibirischen Meere kurz nach dieser Zeit das Hauptmaximum. Durch diese wichtigen Messungen, bei denen man nur das Fehlen der Sommerhalbjahrwerte bedauern muß, ist nun wohl die gleichartige Schwankung der 24-Stundenwelle des Potentialgefälles auf der ganzen Erdoberfläche sichergestellt. *Kähler.*

**G. C. Simpson.** *The Mechanism of a Thunderstorm.* Proc. Roy. Soc. London (A) 114, 376—401, 1927. Veranlaßt durch eine Kritik anderer englischer Autoren [Appleton, Watt und Herd, sowie Schonland und Craib in den Proc. Roy. Soc. London (A) 1926 und 1927], vervollständigt Simpson seine zuerst im Jahre 1909 aufgestellte Gewittertheorie sowohl qualitativ als quantitativ. Ich referiere hier kurz über die Gedankengänge, ohne vorerst kritisch zu ihnen Stellung zu nehmen. Simpson stellt zunächst ein Schema einer Luftbewegung in einem Wärmegitter auf und fixiert den Raum, in dem das elektrisierende Zerblasen (breaking) der großen Wassertropfen vor sich geht. Dadurch lädt dieser Raum sich positiv auf, während die negativen Ladungen von den Luftströmungen nach oben und vor allem nach hinten getragen werden. Die Hauptwolke wird also negativ, die Hauptblitzentladungen sind vom positiven Raum nach oben und unten zu erwarten, doch sind auch Blitze zwischen der negativen Wolke und dem Erdboden möglich. Simpson bespricht dann die Größe und Verteilung der elektrischen Ladung in der vorderen Wolke, dem oberen größeren negativen und vor allem dem unteren positiven Raum, und zeigt, ähnlich wie in der älteren Theorie, daß das Anhäufen und „Brechen“ der Tropfen quantitativ genügt, um Blitzentladungen zu ermöglichen. Es folgt dann im einzelnen ein Vergleich der Theorie mit den Beobachtungstatsachen. Das von vielen Beobachtern beim Gewitterregen gefundene rasche Schwanken der Tropfenladungen hält Simpson für eine Bestätigung seiner Theorie; vor allem seine eigenen Simlaer Messungen stimmen gut mit ihr überein. Bei den Blitzen ist die häufigste Entladungsform die innerhalb der Wolke, so daß die Erde nicht erreicht wird. Durch die Annahme solcher Blitze wird es leicht, alle bisherigen Messungen mit der Simpsonschen Theorie zu erklären. Simpson unterscheidet drei Entladungsformen: 1. vom positiven Raum nach oben, von ihm Typ *U* genannt, 2. vom positiven Raum nach unten, Typ *D*, und 3. vom Erdboden zur negativ geladenen Wolke, Typ *N*. Die meisten vom Typ *U*, auch einige vom Typ *D*, werden von der Wolke verdeckt. Die Entladungen vom Typ *N* sind dagegen stets zu sehen, doch sind sie viel seltener, weil das negative Feld sich schwerer erneuert. Diesen Tatbestand, Überwiegen von *D*, einige seltene *N*, fand Simpson bei einer Betrachtung aller ihm zugänglichen englischen Gewitterphotographien bestätigt [s. Proc. Roy. Soc. London (A) 111, 56, 1926]. Er geht dann auf die schon aus den Wilsonschen Messungen bekannten Beziehungen zwischen Blitzentladungen und plötzlichen Feldänderungen am Erdboden ein und deutet das von den eingangs genannten englischen Physikern gefundene Überwiegen der negativen Feldänderungen bei entfernten Gewittern als Entladungen vom Typ *D*, die vor allem in Südafrika und Chartum jedoch nie den Erdboden erreichten. Wird, wie das auf den Britischen Inseln häufig ist, die Erde erreicht, so sind Vorzeichenwechsel häufiger. Einige Blitze vom Typ *N* sind auch in den Tropen und Subtropen deutlich auszumachen, dagegen scheint dort Typ *U* ganz zu fehlen, vermutlich, weil sich die negative Elektrizität hier nur seitlich, nicht auch nach oben hin ausbreitet. Auch die von Wilson und anderen registrierten „Erholungskurven“, d. h. die Rückkehr des Feldes nach der plötzlichen Entladung in den vorher vorhandenen Gleichgewichtszustand, läßt sich nach der Simpsonschen Vorstellung ganz gut erklären. Simpson hebt dann

in einigen allgemeinen Bemerkungen hervor, daß in Einzelheiten viele Abweichungen der Blitzentladungen von dem von ihm aufgestellten idealisierten Schema nicht nur möglich, sondern selbstverständlich sind. Das Schema muß aber im Mittel aller Gewitter stimmen. Zu den Abweichungen gehören auch die elektrischen Vorgänge an den Schnee- und anderen festen Bestandteilen der Gewitterwolke, bei denen (umgekehrt wie früher von Simpson angenommen wurde) das Eis negativ, die Luft positiv sich aufladen soll. Am Schlusse betont Simpson nochmals, daß die Gewitterwolke nicht, wie Wilson und andere englische Physiker annehmen, positiv bipolar ist, d. h. die positive Ladung über der negativen Ladung hat, sondern umgekehrt, negativ bipolar ist, daß also die negative Ladung sich über der positiven befinden muß. Er gibt dann noch einige Fingerzeige für zukünftige Blitzbeobachtungen und Messungen der Feldstörungen. *Kähler.*

**A. W. Simon.** On the electrostatics of the thunderstorm. *Phys. Rev.* (2) 29, 754, 1927, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die elektrostatischen Erscheinungen eines Gewitters werden genauer als bisher analysiert. Es wird gezeigt, daß die Wirkung der Gewitterwolke die gleiche ist wie die Erzeugung von Ladungen und Spannungen durch Reiben zweier verschiedenartiger Substanzen. Die Erzeugung von Ladungen und Spannungen durch das Niederfallen geladenen Regens und durch Induktion wird ebenfalls behandelt. Es zeigt sich, daß der „impulsive rush“-Blitz von Lodge elektrostatisch unmöglich ist. Eine Beziehung zwischen der Änderung des Potentialgradienten in einem Gebiet, der Polarität des geladenen Regens in dem Gebiet und der Polarität der Gewitterwolke wird entwickelt und angenäherte zahlenmäßige Beziehungen abgeleitet. *Güntherschulze.*

**C. T. R. Wilson.** The Acceleration of  $\beta$ -particles in Strong Electric Fields such as those of Thunderclouds. *Proc. Cambridge Phil. Soc.* 22, 534—538, 1925, Nr. 4. In Luft von normalem Druck verliert ein Elektron, das z. B. mit einer Anfangsgeschwindigkeit, entsprechend 20000 Volt, versehen ist, pro Zentimeter seiner Bahn etwa ebenso viel Energie, als es beim freien Durchlaufen einer Spannungsdifferenz von 10000 Volt gewinnen würde. Wenn also ein solches Elektron sich in einem gleichsinnig gerichteten Feld von 10000 Volt/cm bewegt, so würde es mit seiner Anfangsgeschwindigkeit unverzüglich weiterlaufen. In noch stärkeren Feldern (z. B. 20000 Volt/cm), die aber noch weitaus unterhalb der Funkenentladungsgrenze liegen, würden solche Elektronen sogar enorme Beschleunigungen erfahren, so daß bei sehr kernnahen Zusammenstößen mit Atomen des durchlaufenen Gases sehr durchdringende sekundäre  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlen entstehen können. Verf. hält es für möglich, daß in den starken Feldern der Gewitterwolken solche Vorgänge sich beständig über der ganzen Erdoberfläche abspielen, und daß hieraus ein kleiner Teil der bekannten durchdringenden Höhenstrahlung (Ultra- $\gamma$ -Strahlung nach Hess) entspringe. *V. F. Hess.*

**H. Maurer.** Die Stromrichtung in Blitzen. *Phys. ZS.* 28, 211—212, 1927, Nr. 5.

**H. Benndorf.** Die Erhaltung der Erdladung durch den Blitzstrom. *Phys. ZS.* 28, 260—261, 1927, Nr. 7.

**A. Wigand.** Erdladung, Blitzstrom und Niederschlagsstrom. *Phys. ZS.* 28, 261—263, 1927, Nr. 7. Der von Wigand (*Phys. ZS.* 28, 65, 1927) erörterten Möglichkeit, die Erhaltung der negativen Erdladung durch die negative Überschußladung der Gesamtheit der zur Erde gelangenden Blitze zu erklären, wird von Benndorf mit einer Überschlagsrechnung entgegengehalten, daß dieser Blitz-

strom im wesentlichen durch den positiven Niederschlagsstrom kompensiert werde. Dagegen äußerst Wigand, daß die Berechnung des gesamten Niederschlagsstromes nach den Potsdamer und Simlaer Messungen zu Werten führt, die zwar positiv sind, aber nur ein Fünftel bis ein Drittel des gesamten negativen Blitzstromes zur Erde betragen, so daß man den Niederschlagsstrom nicht gegen die Möglichkeit einer Erhaltung der Erdladung durch den Blitzstrom geltend machen könne. Von beiden Autoren wird die entscheidende Bedeutung der aus den Wolken in die obere Atmosphäre gehenden Blitze für dieses Problem betont. Maurer teilt einige Beobachtungen der Blitzstromrichtung bei Schiffseinschlägen zur See mit, die einen positiven Blitzstrom von oben nach unten ergaben, die aber nach Wigands Entgegnung noch zu unsicher sind, um als entscheidend gelten zu können.

*Wigand.*

**Hans Lassen.** Die täglichen Schwankungen des Ionisationszustandes der Heavisideschicht. Elektr. Nachr.-Techn. 4, 174—179, 1927, Nr. 4. Aus den bisherigen Beobachtungen mit Wellen unter 1 km Wellenlänge schließt der Verf., daß der Ionisationszustand der Heavisideschicht am Tage verhältnismäßig konstant ist, daß aber während der Nacht die Ionenkonzentration stetig bis auf etwa den vierten bis fünften Teil des Tageswertes abnimmt. Diese Schwankung läßt sich ohne weiteres erklären, wenn man Wasserstoffionen, nicht aber freie Elektronen als hauptsächlich wirksam annimmt. Am Tage sind auch freie Elektronen vorhanden. Sie treten aber in ihrer Wirkung auf die elektrischen Wellen im Vergleich zu den Ionen zurück. Der hauptsächlich wirksame Ionisator ist das ultraviolette Licht der Sonne. Die Abnahme der Ionenkonzentration während der Nacht ist auf die Wiedervereinigung der positiven und negativen Ladungen zurückzuführen.

*Güntherschulze.*

**J. H. Dellinger.** Application of radio transmission phenomena to the problems of atmospheric electricity. Journ. Washington Acad. 16, 162—167, 1926, Nr. 6. Zur Erklärung der Schwankungen der Intensität funken-telegraphischer Zeichen müssen die Erscheinungen der atmosphärischen Elektrizität und des Erdmagnetismus herangezogen werden. In den höheren Atmosphärenschichten besteht ein System elektrischer Ströme, die durch die täglichen Änderungen der Ionisation hervorgerufen werden. Mit Hilfe der elektromagnetischen Wellen lassen sich die Vorgänge erforschen. Es ist dann Sache der Wissenschaft der atmosphärischen Elektrizität, die gewonnenen Ergebnisse zum Auffinden von Beziehungen zwischen atmosphärischer Elektrizität und Erdmagnetismus zu verwenden.

*Güntherschulze.*

**R. Bureau.** Influence des discontinuités météorologiques sur certaines perturbations atmosphériques en télégraphie sans fil. C. R. 178, 1623—1625, 1924, Nr. 20. Wenn die meteorologische Polarfront im Winter über die Alpen hinstreicht, werden in Frankreich starke funken-telegraphische Empfangsstörungen beobachtet, die beim Eintreffen der Wärmefront über den Alpen sofort verschwinden. Verf. diskutiert die Ursachen dieses Zusammenhangs. Er ist nur im Winter deutlich, weil nur im Winter das Hinstreichen der Front über die Alpen nötig ist, um atmosphärische Elektrizität auszulösen, die im Sommer überall entsteht und zu Störungen führt.

*Güntherschulze.*

**G. Haberland.** Theorie der Leitung von Wechselstrom durch die Erde. ZS. f. angew. Math. u. Mech. 6, 366—379, 1926, Nr. 5. Aufgabe: Parallel zu der eben gedachten Erde verläuft eine an den Enden geerdete, gerade Leitung, die



mit Wechselstrom gespeist wird. Die Erde leitet an der Oberfläche gut, die unter der Oberfläche liegenden Schichten sind schlechter leitend und homogen. Zu bestimmen ist der elektromagnetische Zustand in der Erde und im Luftraum in hinreichender Entfernung von den Erdungspunkten unter Vernachlässigung der Verschiebungsströme. Die Maxwell'schen Gleichungen führen zu einer Bestimmung der elektromagnetischen Größen durch ein bestimmtes Integral, das sich für praktisch wichtige Sonderfälle auf eine Besselsche Funktion reduziert. Die Spezialfälle und der allgemeine Fall werden diskutiert. Die Ergebnisse sind zahlenmäßig berechnet und im allgemeinen zusammengestellt. *Haberland.*

**R. Ambronn.** Einige Bemerkungen zur Möglichkeit der Aufsuchung und Lokalisierung von schlecht oder nicht leitenden Einlagerungen im Untergrund mittels elektrischer Wechselstrommethoden. *ZS.f. Geophys.* 3, 68—71, 1927, Nr. 2/3. Unter Berücksichtigung des Wechselstromwiderstandes, der auch bei verschwindender Leitfähigkeit einen durch Frequenz und Dielektrizitätskonstante bedingten Wert nicht überschreiten kann, kommt der Verf. zu dem Schluß, daß Einlagerungen eine gewisse Leitfähigkeit besitzen müssen, um in schlecht leitendem Grundmaterial aufgefunden werden zu können. Aus praktischen Ergebnissen wird gefolgert, daß das Leitfähigkeitsverhältnis mindestens 1000 betragen muß. Da bei einer nicht leitenden Substanz mit einer Dielektrizitätskonstante 10 (Durchschnittswert von Kalk, Sandstein und Schiefer) und der üblichen Frequenz von 500 pro Sekunde der scheinbare Widerstand eines Zentimeterwürfels  $4 \cdot 10^8 \Omega$  beträgt, dürfen die aufzufindenden Stoffe einen spezifischen Widerstand von höchstens  $4 \cdot 10^5 \Omega$  cm haben. Erdölführende Schichten sind demnach z. B. in trockenem Boden nicht festzustellen.

*R. Bock.*

**J. Koenigsberger.** Über die elektrische Auffindung von Erdöl. *Petroleum* 22, 1324—1326, 1926, Nr. 35. Trockene Gesteine sind vollkommene Isolatoren. Die verschiedene Leitfähigkeit in der Natur ist durch die sogenannte Bergfeuchtigkeit (den Wassergehalt) bedingt die ihrerseits wieder von dem Klima, der geologischen Lage und der Porosität der Gesteine abhängt. Daher müssen die Gesteine angefeuchtet untersucht werden, um ungefähr die Leitfähigkeit in der Natur zu erhalten. Der spezifische Widerstand von ölhaltigem, feuchtem Sand ist  $10^{+7} \Omega$  pro Kubikzentimeter, für feuchte Ölkreide  $5 \cdot 10^6 \Omega$  pro Kubikzentimeter; er wurde mit Schutzring bestimmt und unterscheidet sich stark von dem Widerstand normaler ölfreier Gesteine, der etwa im Mittel  $2 \cdot 10^{+4}$  bis  $5 \cdot 10^{+5} \Omega$  pro Kubikzentimeter beträgt. Die Theorie zeigt, daß Unterschiede wie das Zehnfache genügen, um nahezu den maximal überhaupt erreichbaren Unterschied zwischen Leitern und Isolatoren in der Ablenkung von Stromlinien bei den geoelektrischen Methoden zu verursachen. *Koenigsberger.*

**C. E. Brazier.** Sur la périodicité des situations magnétiques troublées observées au Parc Saint-Maur et au Val-Joyeux. *C. R.* 184, 531—532, 1927, Nr. 9. Im Gegensatz zu früheren Untersuchungen über die Periodizität magnetischer Störungen, die teils (Chree, 1912/13) aus den fünf gestörtesten Tagen eines Monats eine Periode von 27 Tagen ergeben, teils (Deslandres, 1926) durch Vergleich der magnetischen Registrierungen mit den Sonnenbeobachtungen

auf eine Periodizität von  $\frac{27}{6}$ ,  $\frac{27}{12}$  und  $\frac{27}{24}$  Tagen führen, bestimmt der Verf. die

Häufigkeit der Intervalle von verschiedenen Dauern, die die gestörten Tage trennen. Er findet Perioden von 12 bis 13, 26 bis 28, 40 bis 41, 52 bis 54 und 74 bis 76 Tagen.

*R. Bock.*



**C. Chree and R. E. Watson.** A Comparison of the Records from British Magnetic Stations Underground and Surface. Proc. Roy. Soc. London (A) 112, 304—313, 1926, Nr. 761. I. Inwieweit lassen sich die Variationsaufzeichnungen von registrierenden Instrumenten an erdmagnetischen Beobachtungsstellen in Südostengland bzw. in England überhaupt für Messungen in englischen Kohlenbergwerken verwerten? Der Vergleich von Messungen an oberirdischen Stationen [Kew; Eskdalemuir (Südschottland); Lerwick-Shetlandinseln 60° N; Sandwell-Park oberirdisch] mit solchen in einem 550 m tiefen Berg-Kohlenbergwerk bei Sandwell-Park (West-Bromwich 52° N) bestätigen die früheren Messungsergebnisse von Ad. Schmidt in einem Kohlenbergwerk der Zeche Monopol bei Dortmund (Meteorol. ZS. 24, 130, 1907), wonach die oberirdischen und die unterirdischen Stationen keinen merklichen Unterschied in den schnell verlaufenden Schwankungen aufweisen. Auch die englischen Messungen zeigen, daß die Änderungen der Deklination in einem Kohlenbergwerk, wo lokale Störungen entweder vollkommen fehlen oder doch sehr klein sind, für die Zwecke der Praxis als identisch mit jenen an der Erdoberfläche angesehen werden können. Der Gang der Kurven ist an beiden Stationen derselbe; nur in der Größe der Ausschläge ergaben sich kleine Unterschiede. — Amplitude der täglichen Schwankung: Es wurde sowohl die mittlere Abweichung (d. h. der Mittelwert der 24-Stundenabweichungen vom mittleren Tageswert) als auch der Umfang der Variation berücksichtigt. a) An ruhigen Tagen war meistens sowohl der Umfang als auch die mittlere Abweichung an der oberirdischen Station größer als an der Tiefenstation; für den Umfang war der mittlere Unterschied etwa 3 Proz. des Wertes an der oberirdischen Station. b) An gestörten Tagen war jener Unterschied nur 1 Proz. und für die mittleren Abweichungen verschwand dieser Unterschied ganz. — Für  $H$  ergaben die Beobachtungen an der unterirdischen Station durchschnittlich einen um 0,5 Proz. größeren Wert. — Für die unregelmäßigen  $D$ -Bewegungen zeigte jeder Beobachtungsmonat einen Überschuß in der Amplitude an der oberirdischen Station (Größenordnung etwa 1 bis 4 Proz.); für die entsprechenden Variationen von  $H$  konnte jedoch ein solcher Unterschied nicht mit Sicherheit festgestellt werden. — II. Inwieweit zeigen sich die Variationen und die Störungen, welche eine Station in Südostengland registriert, auch an anderen englischen Stationen? Diese Frage ist besonders für die Reduktion von Feldbeobachtungen von großer Wichtigkeit. 1. Regelmäßige tägliche Variation. Ruhige Tage. a)  $D$ -Variation. Sowohl der Umfang als auch die „mittlere Abweichung“ nimmt zu, je weiter die Station nach Norden liegt (im Durchschnitt ist der Wert in Eskdalemuir um 8 Proz. größer als in Kew). Für Lerwick besteht kein so einfacher Zusammenhang: Hier ausgeprägter jährlicher Gang; im Juni ist die Ausdehnung der Variation um 11 Proz. und die „mittlere Abweichung“ um 35 Proz. größer als in Kew; im Oktober aber sind dort beide Größen kleiner als in Kew. b) Die Amplituden der täglichen Variation von  $H$  werden im Sommer größer, je weiter die Station nach Norden liegt, im Winter dagegen werden sie kleiner. Gestörte Tage. Hier zeigt sich keine ausgesprochene Tendenz, daß die Störung mit wachsender geographischer Breite zunimmt. Für die Station Lerwick war die tägliche Schwankung an gestörten Tagen vollkommen verschieden von dem Gange an den anderen Stationen (namentlich in den letzten Monaten des Beobachtungsjahres). 2. Unregelmäßige Schwankungen (Störungen). In jeder Nacht war die Summe der unregelmäßigen  $D$ -Bewegungen in Lerwick größer als in Eskdalemuir und hier größer als in Sandwell-Park oder in Kew. Die unregelmäßigen  $H$ -Bewegungen dagegen verhielten sich anders: es war zwar auch hier die Monatssumme in Lerwick am größten; in vielen Einzelnächten

aber war die Summe der Störungen in Lerwick ganz ähnlich mit jener in Kew und mitunter sogar kleiner. Manchmal kam es vor, daß unregelmäßige *D*-Bewegungen, welche in Kew registriert wurden, in den Kurven von Lerwick nicht gefunden werden konnten, ja ein paarmal auch nicht in den Registrierungen von Eskdalemuir. Für die Störungen von *H* aber trat dies oft ein, manchmal sogar während ganzer Nächte.

*K. Stöckl.*

**H. W. L. Absalom.** The times of recent „sudden commencements“ of magnetic storms at Eskdalemuir. *Terrestrial Magnetism* **32**, 1–4, 1927, Nr. 1. In Eskdalemuir (Schottland) wird die Änderungsgeschwindigkeit der erdmagnetischen Vertikalkraft *Z* photographisch registriert mit Hilfe der Ströme, die in einer horizontal liegenden Spule aus isoliertem Draht induziert werden. Der Widerstand des Kreises ist so bemessen, daß das eingeschaltete Drehspulengalvanometer sich im aperiodischen Grenzzustand befindet. Zeitskala 10 mm/min, Empfindlichkeit 6 mm Ablenkung für  $dZ/dt = 10^{-7}$  Gauß/sec (*Proc. Roy. Soc. Edinburgh* **45**, Part III, 297–301). Für acht Störungen von August 1925 bis Juni 1926 werden die Zeiten der plötzlichen Anfänge abgeleitet. Sie stimmen meist bis auf 0,1 min mit den von R. Bock (*Terrestrial Magnetism* **31**, 169, 1926) für Potsdam angegebenen Zeiten überein.

*Bartels.*

**R. A. Watson.** Hourly ranges of the North component of magnetic force at Eskdalemuir. *Terrestrial Magnetism* **32**, 5–8, 1927, Nr. 1. Aus den Magnetogrammen der Nordkomponente *N* in Eskdalemuir werden die Amplituden für jede Stunde (zentriert zu vollen Stunden Greenwichzeit) gemessen. Hier werden die Monate Juni und Dezember 1915 bis 1926 behandelt, getrennt nach Jahren großer und geringer Sonnenfleckenhäufigkeit. Der tägliche Gang der prozentualen Häufigkeit großer stündlicher Amplituden (über 35 γ) gibt im Juni Maxima um 16 Uhr, im Dezember um 20 und 22 Uhr; dabei besteht keine Ähnlichkeit mit dem täglichen Gang von *N* oder dessen zeitlichem Differentialquotienten. Eine mögliche Abhängigkeit von der Ortszeit der magnetischen Pole der Erde (Juni Nord-, Dezember Südpol) wird angedeutet.

*Bartels.*

**R. Bock.** Eintrittszeiten erdmagnetischer Störungen 1925 und 1926. *Terrestrial Magnetism* **32**, 9–10, 1927, Nr. 1. Zusatz zu einer früheren Mitteilung (ebenda **31**, 129, 1926). Kopie der gewöhnlichen und der neuen Schnellregistrierung in Potsdam vom 3. Mai 1926.

*Bartels.*

**J. A. Fleming.** Latest annual values of magnetic elements at observatories. *Terrestrial Magnetism* **32**, 27–30, 1927, Nr. 1. Letzte Jahresmittel *D*, *I*, *H*, *Z* von 60 Stationen, davon elf auf der Südhalbkugel. Erstmals erscheint Lerwick (60° 8' N, 1° 11' W; 1923). Kodaikanal stellte die Registrierungen im September 1923 ein. Vieques wurde am 1. November 1924 aufgegeben; das neue Observatorium liegt 8 Meilen südlich San Juan, Porto Rico, und begann am 1. Januar 1926 zu arbeiten.

*Bartels.*

**P. Lasareff.** Sur la variation de la déclinaison dans les domaines du magnétisme anomal, provoqué soit par les gisements magnétiques soit par les courants électriques. *Gerlands Beitr.* **16**, 273–276, 1927, Nr. 3. Es werden die Deklinationsstörungen an der Erdoberfläche berechnet, falls der Sitz der erdmagnetischen Störung längs einer horizontalen Geraden in der Tiefe angenommen wird und entweder durch einen linearen Strom oder durch eine lineare Verteilung von magnetischen Südpolen (Erzlager) entsteht.

*Bartels.*

**K. Burath.** Magnetische Beobachtungen vom Forschungs- und Vermessungsschiff „Meteor“ im Jahre 1925/26 auf den Falkland-Inseln und Südgeorgien. Ann. d. Hydrogr. 55, 72–75, 1927, Nr. 3. Sechs absolute Messungen auf diesen Inseln. Vergleich mit früheren Beobachtungen und den Weltkarten. *Bartels.*

**J. M. Stagg.** Hourly character figures of magnetic disturbance at Kew Observatory, Richmond 1913–1923. Meteorological Office. Geophysical Memoirs Nr. 32 (4, Nr. 2), 24 Seiten, 6 Tafeln. London 1926. Jeder Stunde (Stunde 1 = 0 bis 1 Uhr mittlerer Greenwichzeit usw.) der elf Jahre 1913 bis 1923 wurden magnetische Charakterzahlen (0, 1 und 2) zugeschrieben, zunächst unabhängig für die *D*- und *H*-Kurven des Kew-Observatoriums, dann kombiniert. Subjektive Schwankungen der Schätzung im Verlauf der Arbeit wurden durch unabhängige Neuschätzung der Monate März und August und anschließende Reduktion der übrigen Monate auf einen gemeinsamen Maßstab eliminiert. Die Häufigkeitszahlen sind ausführlich in Tabellen und Tafeln mitgeteilt, getrennt nach Jahren, Monaten und Jahreszeiten. Eine tägliche Schwankung ist gut ausgeprägt; das Maximum fällt für mäßige Störungen (Charakter 1) stets auf 1 Uhr, für starke Störungen (Charakter 2) stets in den späten Nachmittag und Abend, von 22 Uhr im Winter auf 18 Uhr im Sommer vorrückend. Das Minimum der Häufigkeit des Charakters 2 fällt stets auf 11 Uhr. Ein sekundäres Nachmittagsmaximum ist namentlich im Sommer und bei starken Störungen entwickelt. Der Sonnenfleckeneinfluß auf die tägliche Schwankung wird untersucht, ferner die jährliche Schwankung und die mittleren monatlichen Charakterzahlen im Vergleich mit anderen Maßen für die Aktivität. Auffallend ist Staggs hohe Charakterzahl für 1922 (0,47) gegenüber 1920 und 1921 (0,39 und 0,41), die der niedrigen Sonnenfleckenanzahl (14,2) und der interdiurnen Veränderlichkeit von *H* schlecht entspricht, aber durch die internationalen Charakterzahlen von de Bilt gestützt wird. *Bartels.*

**J. Egedal.** Über eine Verbindung zwischen den mondentägigen und den sonnentägigen Variationen der magnetischen Deklination. ZS. f. Geophys. 3, 80–86, 1927, Nr. 2/3. Auf Grund verschiedener Hypothesen wird behauptet, daß zwischen solarer (*S*) und lunarer (*L*) täglicher Deklinationsschwankung sowie der lunaren Gravitations-Gleichgewichtslut  $G = f(\varphi) \cos^2 \varphi$  ( $\varphi$  = Breite) die Beziehung  $L/SG = C$  bestehen sollte. Die hypothetische Konstanz von *C* wird mit Hilfe vorliegender Daten für *S* und *L* an mehreren Stationen geprüft und für befriedigend erklärt. *Bartels.*

**S. Chapman.** Some problems of terrestrial magnetism. Proc. London Math. Soc. (2) 26, 131–144, 1927. Nach einer zusammenfassenden Darstellung unserer Kenntnisse über das permanente Feld, die Säkularvariation und die magnetischen Stürme werden neue Gesichtspunkte für die Theorie der tagesperiodischen erdmagnetischen Variationen eingeführt. Diese gehen primär auf horizontale elektrische Ströme in einer hohen leitenden Atmosphärenschicht zurück (*K* = Produkt aus Schichtdicke und mittlerer spezifischer Leitfähigkeit), die bei periodischen horizontalen Luftbewegungen (*u* = Geschwindigkeit) durch das permanente magnetische Erdfeld (*Z* = Vertikalkomponente) induziert werden. Da *Z* nahezu konstant ist, so läßt der Wechsel der täglichen erdmagnetischen Variationen mit Jahreszeit, Sonnenfleckenanzahl *R* und erdmagnetischem Störungszustand (Aktivität *A*) einen entsprechenden Schluß auf das Produkt *K · u* zu, sowohl für die solaren (*S*) wie für die lunaren (*L*) täglichen magnetischen Variationen.



A. Schuster hatte für  $u(s)$  den Wert angenommen, der aus den Beobachtungen des Druckes am Erdboden folgt, und erhielt  $K = 3 \cdot 10^{-6}$  el. magn. E., entsprechend einer Kugelschale aus 0,005 cm dickem Kupferblech; neuere Beobachtungen über Reflexion drahtloser Wellen geben etwa ein Zehntel dieses Wertes. Chapman benutzt  $S$  und  $L$ . Namentlich  $L$  mit dem einfachen Gezeitencharakter der lunaren Luftbewegung  $u(l)$  macht eine Abänderung der Schusterschen Theorie erforderlich, weil die Phase von  $L$  nicht mit derjenigen von  $u(l)$  im Einklang ist. Ferner reagieren  $S$  und  $L$  verschieden auf Änderungen von  $R$  und  $A$ .  $S$  ist selbst an einem ruhigen Tage zur Zeit des Sonnenfleckensmaximums doppelt so groß als an einem mäßig gestörten Tage zur Zeit des Fleckenminimums, ändert sich aber wenig mit der von Tag zu Tag wechselnden Aktivität  $A$ .  $L$  dagegen ändert sich im Fleckenzklus um nur 10 bis 15 Proz., ist aber im Mittel der fünf unruhigsten Tage eines durchschnittlichen Monats etwa fünfmal größer als an den fünf ruhigsten Tagen desselben Monats. Die Erklärung ist folgende: Die Ozonschicht in etwa 50 km Höhe absorbiert etwa 5 Proz. der gesamten Sonnenstrahlung, die schließlich größtenteils in Wärmeenergie umgewandelt wird. Dort wird also eine starke tägliche Temperaturschwankung herrschen, ferner eine entsprechende periodische Luftzirkulation, die im Bodendruck nicht merklich wird, aber  $u(s)$  vermutlich vergrößert und den berechneten Wert von  $K$  herabdrückt. Die für  $S$  maßgebende Ionisation und Leitfähigkeit  $K_r$  wird von der ultravioletten Sonnenstrahlung auf der Tagseite der Erde erzeugt; dagegen wird die für  $L$  maßgebende Leitfähigkeit  $K_c$  von der korpuskularen Strahlung herrühren, die überall in Polnähe in die Atmosphäre eindringt.  $L$  wird also primär in den polaren Regionen durch Ebbe und Flut erzeugt; sekundäre, vom primären induzierte Stromsysteme bewirken die am Äquator beobachteten lunaren Schwankungen. Nach dieser Anschauung ist  $u(s)$  selbst proportional der ultravioletten Sonnenstrahlung  $I$ . Dann ist für die Verdopplung von  $S$  oder von  $u(s)$   $K_r$  vom Fleckenminimum zum -maximum nur eine 60proz. Vergrößerung von  $I$  nötig (wobei  $K_r$  sich um 25 Proz. erhöht). Wenn auch die Strahlungsmessungen schon eine derartige Erhöhung der gesamten Sonnenstrahlung ausschließen, ist dieser Wert doch immerhin kleiner als der von 400 Proz., den man annehmen müßte, wenn nur  $K_r \sim \sqrt{I}$  veränderlich wäre,  $u(s)$  dagegen konstant.

Bartels.

N. N. Kalitin. Die Durchsichtigkeit der Erdatmosphäre nach Beobachtungen in Pawlowsk. Gerlands Beitr. 15, 376—400, 1926, Nr. 4. Verf. benutzte die von 1906 bis 1922 in Pawlowsk ausgeführten Messungen der Sonnenstrahlungsintensität zur Bestimmung des säkularen Ganges der atmosphärischen Durchsichtigkeit, sowie deren jährlichen normalen Ganges. Seit 1912 fanden Dauerregistrierungen mittels des Aktinographen statt; als absoluter Vergleichsapparat diente das Ängströmsche Pyrheliometer. Die starke Rolle, welche für den jährlichen Gang der Wasserdampf spielt, trat sehr klar zutage; vor allem zeigte sich, wie bei Dorno, eine starke Abhängigkeit des Transparenzkoeffizienten ( $p$ ) von der Dampfspannung ( $e$ ). Besonders geringe Lufttransparenz konnte zum Teil auf mehr lokale Vorgänge (große Waldbrände usw.) zurückgeführt werden, zum Teil — s. u. a. 1907, 1912 bis 1914 und Ende Mai bis Anfang Juni 1919 — war sie offenbar auf allgemeinere atmosphärische Trübungen zurückzuführen. Verschiedene abnorme Verhältnisse finden aber keine genügende Erklärung. Die von Kalitin gemachte Annahme (s. S. 381), daß die zum Teil auf lokale Vorgänge (S. 397) zurückgeführte Trübung im Jahre 1917 im übrigen durch Reste des vulkanischen Staubes vom Katmaiausbruch verursacht sei, scheint jeder Grundlage zu entbehren. Die von Dorno auf Grund verschiedenster, einander gegenseitig kontrollierender Messungen vertretene Ansicht, daß die Sichtigkeitsverhältnisse im



Jahre 1917 stark durch die starke Sonnentätigkeit beeinflusst waren, sucht Kalitin durch den Hinweis darauf zu entkräften, daß das 1917 für den Mt. Wilson gefundene durchaus kein Minimum aufwies. Sofern für so gedachte trübende Wirkung etwa von der Sonne ausgehende Korpuskularstrahlen in Frage kommen, wäre aber (s. Dorno) die Beeinflussung des erdmagnetischen Feldes nicht außer acht zu lassen (anders natürlich, wenn nur an die Auslösung der Wasserdampf-Kondensation durch ultraviolette Strahlen gedacht wird). Summa summarum wäre zu sagen, daß die Bestimmung der Intensität der  $\odot$ -Strahlung dringend der Zuhilfenahme anderer Messungen bzw. Beobachtungen bedarf, um zu einer richtigen Beurteilung der Herkunft allgemeiner Trübungen gelangen zu können. Dem spricht auch der Verf. das Wort, der von solchem Gesichtspunkt aus in den letzten Jahren mit Polarisationsmessungen begonnen hat. *Chr. Jensen.*

**Hch. Meyer-Bührer.** Die Lufthülle der Erde und die Mondfinsternisse. Mitt. d. Thür. Nat. Ges. 1924, S. 197—233, Nr. 25. Der Erdschatten bei Mondfinsternissen besteht vielfach aus dem dunklen, bisher als Kernschatten bezeichneten inneren Teil, der im wesentlichen aus dem innersten rötlich-schwarzen Teil und dem umgebenden grauen Saum besteht, sowie aus dem helleren äußeren Teil (Schleierschatten). Der rein geometrisch, unter Vernachlässigung der Absorption der Sonnenstrahlen in der Erdatmosphäre sowie der Refraktion berechnete, bisher als Kernschatten aufgefaßte Teil des Erdschattens ist nach den Untersuchungen Hartmanns um rund  $\frac{1}{50}$  zu klein. Der Grund für diese merkwürdige Unstimmigkeit kann nur in der Absorption der über die Erde wegstreichenden Sonnenstrahlen in der Atmosphäre gesucht werden, indem der Halbschatten so dunkel wird, daß er irrtümlich als Kernschatten angesehen wird, wobei natürlich auch die Kenntnis der Refraktionsgröße in Abhängigkeit von der Höhe (Dichte, Temperatur, Druck) der Luftschicht nötig ist. Diesem für die atmosphärische Physik außerordentlich wichtigen Problem ist Verf. nachgegangen, indem er die Lagebeziehungen zwischen Sonnen- und Schattenpunkten sowie atmosphärischen Höhenschichten verfolgte. Zu berücksichtigen ist dabei die Helligkeitsverteilung auf der Sonne. Meyer macht dabei die vereinfachende Annahme, daß alle Punkte der Sonnenscheibe von gleicher Helle sind, und teilt die Fläche in einander parallele Streifen von je  $2'$  Breite, indem er die Helle der einzelnen Streifen gleich der Streifenfläche setzt. Diese Vernachlässigung führt nur für die am weitesten vom Zentrum entfernten Streifen zu ins Gewicht fallenden Fehlern. Benutzt werden die von Hepperger für die verschiedenen Höhenkilometer angegebenen Transmissionskoeffizienten. Wie der Verf. zu dem Ergebnis gelangt, daß der bisher als Kernschatten aufgefaßte Teil als Halbschatten gewisser Luftschichten zu betrachten ist, indem die Buntfärbung durch die untersten Schichten bis zu 4 km bewirkt wird, während für den gesamten dunklen Teil die Lufthülle bis zu 8 km und für den hellen Schleierschatten die Schicht zwischen 8 und 14 km verantwortlich gemacht wird, muß aus der interessanten Arbeit ersehen werden. *Chr. Jensen.*

**H. Meyer-Bührer.** Zum Erdschattenproblem. Astron. Nachr. 229, 229—236, 1927, Nr. 5486. In gekürzter Form wird hier mit gewissen Ergänzungen der nämliche Gegenstand behandelt wie in vorhergehender Arbeit. *Chr. Jensen.*

**G. I. Pokrowski.** Die spektrale Verteilung der Polarisation bei der Zerstreuung des Lichtes in trüben Medien im Hinblick auf das Himmelslicht. ZS. f. Phys. 41, 688—694, 1927, Nr. 8/9. Aus der Mieschen Theorie und den numerischen Auswertungen von Blumer läßt sich der Gang der Polarisation des gestreuten Lichtes für verschiedene Teilchengrößen be-

stimmen, solange die Konzentration klein genug ist, um mehrfache Streuung vernachlässigen zu können. Auch für Elemente verschiedener Größen läßt sich durch Summation ein Ausdruck für die Verteilung finden. Die von Hauer und Kalitin beobachteten Fälle der mit der Wellenlänge zunehmenden oder abnehmenden Polarisation lassen sich auf mittlere Teilchengrößen von  $0,29 \mu$ ,  $0,57 \mu$  und  $0,76 \mu$  qualitativ zurückführen, ebenso die Beobachtungen von Karrer und Smith, bei denen Überlagerung zweier Kurven für  $\alpha = 0,25$  und  $0,5$  (bei Brechungsindex  $m' = 1,5$  und  $\alpha = \frac{\lambda'}{\pi D}$ ,  $D$  = Teilchengröße) anzunehmen ist. Die Betrachtungen können den Weg zu einer Analyse der trübenden Beimengungen der Atmosphäre bieten.

H. R. Schulz.

**Jean Peyre.** Mesure de la brillance du ciel diurne: répartition de la lumière sur la voute céleste. Rev. d'Opt. 6, 73—80, 1927, Nr. 2. Die Messung der Helligkeit des blauen Himmels in Kerzen pro Quadratcentimeter setzt den Vergleich des blauen Lichtes mit einem weißen Normal voraus. Verf. gibt eine einfache Methode, die nach einer einmaligen Eichung des Apparates nach den Methoden der heterochromen Photometrie die schnelle Messung der Helligkeit einer großen Zahl von Punkten des Himmelsgewölbes gestattet. Im Anschluß daran werden als Beispiel drei Tabellen und graphische Darstellungen solcher Messungen gegeben.

Güntherschulze.

**L. Vegard.** Das Leuchten verfestigter Gase und seine Beziehungen zu kosmischen Vorgängen. Ann. d. Phys. (4) 79, 377—441, 1926, Nr. 5. Fester Stickstoff, mit langsamen Kathodenstrahlen angeregt, gibt ein Leuchten, das von Rot bis Ultraviolett das typische Nordlichtspektrum wiedergibt. Die grünen und roten Banden  $N_1$  bis  $N_4$ , die zweifellos der festen Form des Stickstoffs angehören, entsprechen den vier typischen Linien und Banden, die in diesem Gebiet im typischen Nordlichtspektrum auftreten. Für reinen Stickstoff treten die Banden  $N_1$  und  $N_2$  in verbreiteter Form auf; werden dem Stickstoff steigende Mengen fester Edelgase beigegeben, so schrumpft die Bande  $N_1$  zu einer Linie zusammen, die dem Hauptmaximum der Bande entspricht. Bei Argon ist die Wirkung besonders groß. Die Nordlichtlinie erscheint also als die Grenze der  $N$ -Banden, wenn man sich dem pseudogasförmigen Zustand des festen Stickstoffs nähert. Im Grenzzustand hat  $N_1$  eine dominierende Stärke gegenüber  $N_2$ , wie es auch im Nordlicht der Fall ist. Anregung mit Kanalstrahlen gab wohl im Grün  $N_1$  und  $N_2$ , aber im Blau und Violett eine diffuse Bandenserie, die im Argongemisch zu einer scharfen, wenig verschobenen Serie entartete und im Nordlicht nicht vorhanden ist. Dagegen können die stärkeren Linien wahrscheinlich mit den von Rayleigh im Leuchten des Nachthimmels beobachteten Linien identifiziert werden. Das Licht des Nachthimmels wird also zum Teil durch positive Strahlen angeregt, die vermutlich in den oberen Atmosphärenschichten gebildet werden. Fester Stickstoff existiert in zwei Modifikationen  $\alpha$  und  $\beta$  mit einem Umwandlungspunkt bei  $35,5^\circ$  abs. Nur die  $\alpha$ -Modifikation ist erregbar. Auch die Phosphoreszenzfähigkeit ist an diese Modifikation geknüpft. Nach längerem Bombardieren mit Kanalstrahlen oder schnellen Kathodenstrahlen leuchtet fester Stickstoff stundenlang nach. Beim Umwandlungspunkt verschwindet die aufgespeicherte Energie in der Form eines intensiven Leuchtens, in dem die Banden  $N_1$  bis  $N_4$  auftreten. Festes Argon ließ sich nicht zum Leuchten anregen. Das in der Regel bei ihm beobachtete Leuchten rührt von Stickstoffspuren her. Zum Schluß wird eine Deutung des Leuchtens durch bestimmte Elektronensprünge und Oszillationsquanten versucht.

Güntherschulze.

**J. C. McLennan, J. H. McLeod and W. C. McQuarrie.** An Investigation into the Nature and Occurrence of the Auroral Green Linie  $\lambda 5577 \text{ \AA}$ . Proc. Roy. Soc. London (A) **114**, 1—22, 1927, Nr. 766. Die grüne Nordlichtlinie, nach der sehr genauen Messung von Babcock bei  $\lambda 5577,35 \text{ \AA}$ , entsteht nach McLennan und Shrum [Proc. Roy. Soc. London (A) **108**, 501, 1925] in Sauerstoff-Heliumgemischen bei geeigneter Anregung in einem Entladungsrohr. Die Fortsetzung dieser Versuche ergab, daß diese Linie auch in reinem Sauerstoff auftritt, mit größter Stärke bei einem Druck von 2 mm Quecksilber; die Intensität der Linie nimmt mit der Entladestromstärke zu. Die Linie kommt dem Sauerstoff und nicht irgendwelchen Verunreinigungen zu, wird aber verstärkt, wenn Helium, Neon oder Argon zugemischt ist; Argon ist am wirksamsten. Die Wellenlänge und Intensität der Linie wurde mikrophotometrisch ermittelt. Ihre Identität mit benachbarten Sauerstoffbanden wird abgelehnt. Der Zeemaneffekt der mit Argon verstärkten grünen Sauerstofflinie  $\lambda 5577,35 \text{ \AA}$  ergab bei longitudinaler Beobachtung ein Dublett mit einer gleich großen Trennung wie bei den Außenkomponenten eines normalen Triplets. Zum Schlusse wird aus der gefundenen Struktur der Linie eine quantentheoretische Deutung der Vorgänge im Sauerstoffatom bei der Aussendung dieser Linie versucht. *Wigand.*

**Burt and Paul Richardson.** Measuring the evaporation from a body of water. Phys. Rev. (2) **29**, 755, 1927, Nr. 5. (Kurzer Sitzungsbericht.) Die von Cummings (Phys. Rev. **25**, 721, 1925) und Bowen (Phys. Rev. **27**, 779, 1926) entwickelte Methode zur Messung der Verdampfung eines Wasserkörpers wurde unter abweichenden Verhältnissen in Pasadena und Fort Collins angewandt, um zu sehen, welchen Einfluß die verschiedenen Faktoren der Gleichung  $J = S + LE(1 + R) + U$  haben, wo  $J$  die strahlende Energie oder genauer die Sonnen- und Himmelsstrahlung in  $\text{cal/cm}^2$ , korrigiert für Reflexion und Rückstrahlung,  $S$  die durch die Temperaturänderung des Wassers dargestellte Wärmeenergie,  $LE$  die durch die Verdunstung dargestellte latente Wärme ist.  $R$  bedeutet das Verhältnis der Wärmeverluste durch Konvektion und Verdunstung und  $U$  einen kleinen Korrektionsfaktor für anderweitige Verluste. *Güntherschulze.*

**Howard T. Barnes.** Some Physical Properties of Icebergs and a Method for their Destruction. Proc. Roy. Soc. London (A) **114**, 161—168, 1927, Nr. 767. Das Eis der Eisberge im Nordatlantik ist infolge des Lufteinschlusses grün gefärbt, soweit es seinen Ursprung der Verfirnung verdankt (Grönlandgletscher). Ist es späterhin durch thermische Wirkung umgeschmolzen, so zeigt es die blaue Farbe des reinen Eises. Die natürliche Zerstörung der Eisberge erfolgt durch Temperaturdifferenzen im Innern, besonders in den frühen Morgenstunden. Chemische Analysen ergeben, daß das Eis fast ebenso arm an festen Rückständen ist wie destilliertes Wasser; ferner daß die im Eis enthaltene Luft annähernd dieselbe Zusammensetzung hat wie atmosphärische (untersucht für  $\text{O}_2$  und  $\text{CO}_2$ ). Sprengungen von Eisbergen mit Thermit werden beschrieben und in Bildern gezeigt. Die Hauptsache für die zerstörende Wirkung ist die nach der Sprengung in das Eis eindringende Wärmewelle. *K. Büttner.*

**Jakob M. Schneider.** Age relatif et érosion des glaciers récents dans les Alpes. Arch. sc. phys. et nat. (5) **8**, 351—353, 1926, Nov./Dez. [C. R. Soc. Suisse de géophys., météorol. et astron.] Bei den seitherigen Untersuchungen über das Alter der Gletscher wurde meist die Senkung der Gletscheroberfläche durch die Erosion am Boden vernachlässigt. Diese beträgt in der Tat nur einige Zentimeter. *Gutenberg.*



**A. F. Duffon.** Solar Radiation and Diathermancy. *Nature* **119**, 460, 1927, Nr. 2995. Sechs Thermoelemente werden verschieden tief in eine Backsteinmauer eingebettet und die Erwärmung der Mauer zwischen 10 Uhr vormittags und 3 Uhr nachmittags durch die Sonnenstrahlung gemessen und graphisch wiedergegeben. *Güntherschulze.*

**J. Wilsing.** Untersuchungen über die Extinktion der Strahlung in der Erdatmosphäre nach bolometrischen Messungen im Sonnenspektrum. *Publ. Astrophys. Obs. Potsdam* **25**, Nr. 3, 79 S., Nr. 80.

**J. Wilsing.** Über die Extinktion der Strahlung in der Erdatmosphäre. *Astron. Nachr.* **220**, 1—15, 1923, Nr. 1 (5257). Sehr ausführliche spektrobolometrische Messungen der Sonnenstrahlung über lange Zeit und Bestimmung des Transmissionskoeffizienten mit besonderer Berücksichtigung der Wasserdampfbanden. *Gerlach.*

**E. A. Holm.** Über den sogenannten Sama-Zustand. I. Vorherige Arbeiten. *Ark. f. Mat., Astron. och Fys.* **19** (A), Nr. 34, 19 S., 1927, Heft 4. Loschmidt (1876) u. a. behaupteten, daß ein kristallinischer fester und ein gasförmiger Körper unter dem bloßen Einfluß der Schwerkraft auf die Bewegung der Moleküle unten wärmer als oben sein müßte. Der so entstandene, nach aufwärts gerichtete, aber zur Wärmeleitung in dieser Richtung untaugliche Temperaturgradient repräsentiert einen eigenartigen Zustand der Materie, welcher von dem neuesten Verfechter dieser Ansicht (v. Dallwitz-Wegner, 1923) als „Sama-Zustand“ bezeichnet wird. Maxwell, Boltzmann (s. z. B. Vorl. über Gastheorie, S. 135), Jäger und Ehrenfest zeigten die Unrichtigkeit dieser Behauptung. Anderson und Verf. meinen jedoch, daß der Sama-Zustand in einem hochverdünnten Gas existenzfähig sei, da dann die Zusammenstöße der Moleküle untereinander vernachlässigt werden können. Auch dies verneint Ehrenfest. Verf. glaubt, daß die Frage nur durch Experimente entschieden werden kann. Demgemäß diskutiert er Versuche von Hansemann (1874) mit Gasen bei Atmosphärendruck und weist rechnerisch das Vorhandensein eines den Haupteffekt bei weitem überwiegenden Nebeneffektes nach. Den Hansemannschen Versuchen kommt daher keine Beweiskraft für die Existenz des Sama-Zustandes in Gasen von gewöhnlichem Druck zu. Weiter diskutiert Verf. eigene Versuche (1920) über den Sama-Zustand verdünnter Luft nach einer Bolometermethode, und kommt zu dem Schluß, daß die damaligen bei Zimmertemperatur angestellten Versuche durch den Einfluß der Wärmestrahlung zwischen den verschiedenen Teilen der verwendeten Apparatur illusorisch gemacht wurden. Erst Versuche bei sehr niedrigen Temperaturen können zum Ziele führen. Schließlich weist Verf. auf in Teil II und III zu besprechende Versuche hin, die eine indirekte Bestimmung des gesuchten Temperaturgradienten ermöglichen durch Messung des gravimolekularen Druckes, worunter der Überdruck auf eine dem nach unten gerichteten Wärmestrom, der nach der Ansicht des Verf. durch Einwirkung der Schwerkraft auf ein in einem überall gleichtemperierten Gefäß befindliches hochverdünntes Gas entstehen soll, in den Weg gestellte Scheibe verstanden wird. *Serl.*

**Stjepan Mohorovičić.** Über die Folgerungen der Lorentz-Kontraktion in der Geophysik. *Gerlands Beitr.* **16**, 422—430, 1927, Nr. 4. Die Lorentz-Kontraktion wird reell vorausgesetzt. Die „absolute“ Translation der Erde gegen den ruhenden Äther möge den Betrag  $w$  haben. Die Richtung von  $w$  und die „alte“ Erdachse, d. h. die Achse, um die die Erde rotiert, wenn man die Lorentz-Kontraktion unberücksichtigt läßt, bestimmen eine Ebene, die den Erdkörper in



einer elliptischen Fläche schneidet. Die kleine Hauptachse der Randellipse liegt in der Richtung von  $w$ , die große Hauptachse senkrecht dazu. Die Winkel, die die alte und die neue Erdachse mit der großen Hauptachse bilden, seien  $\psi$  und  $\psi'$  genannt, der alte und der neue Äquator mögen die Winkel  $\gamma$  und  $\delta$  mit der großen Hauptachse ( $\perp w$ ) bilden. Als dann ist  $\cotg \psi' = \beta \cdot \cotg \psi$  und  $\cotg \delta = \beta \cdot \tg \psi$ , wenn

$$\beta = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{w^2}{c^2}}}$$

ist. Während  $\psi + \gamma = 90^\circ$  ist, gilt dies nicht mehr von  $\psi'$  und  $\delta$ . Die neue Erdachse steht also auf dem neuen Äquator nicht mehr senkrecht. Äquator und Achse bilden den Winkel  $\varepsilon_1$ ,

$$\cotg \varepsilon_1 = \frac{w^2}{2} \frac{1}{2\beta} \sin 2\psi.$$

Die Winkel  $\xi$  und  $\zeta$ , die der neue Äquator mit dem alten und die neue Achse mit der alten bilden, sind nicht gleich, sie berechnen sich aus:

$$\cotg \xi = \frac{1 + \beta \cdot \tg^2 \psi}{(\beta - 1) \cdot \tg \psi}, \quad \cotg \zeta = \frac{1 + \beta \cdot \cotg^2 \psi}{(\beta - 1) \cdot \cotg \psi}.$$

Parallelkreise bleiben einander parallel, und ihre Mittelpunkte bleiben auf der Erdachse. Diese und die Spur des Äquators sind konjugierte Durchmesser der oben angeführten Schnittellipse. Da sich bei der Rotation die Punkte der Erdoberfläche auf Parallelkreisen bewegen, ist die geographische Breite nicht konstant. Sie hat eine tägliche Periode und schwankt zwischen den Werten  $\varphi'_1$  und  $\varphi'_2$ :

$$\cotg \varphi'_1 = \frac{1 + \beta^2 \cdot \tg(\psi + \varphi)}{\beta \cdot [\tg(\psi + \varphi) - \tg \psi]}, \quad \cotg \varphi'_2 = \frac{1 + \beta^2 \cdot \tg(\psi - \varphi)}{\beta \cdot [\tg \psi - \tg(\psi - \varphi)]},$$

wobei  $\varphi$  die alte geographische Breite bedeutet. Für  $w = c$  ergibt sich nur dann ein sinnvolles Resultat, wenn die Richtung von  $w$  mit der Rotationsachse zusammenfällt. Da der Betrag und die Richtung von  $w$  wegen der Revolution der Erde eine jährliche Periode aufweisen, wird die Erdachse im Weltraum periodisch schwanken, wozu noch die durch Präzession und Nutation verursachten Lageänderungen der Erdachse hinzukommen. Außer diesen rein astronomischen Änderungen sind entsprechende Schwankungen der Gravitation zu erwarten und hiermit zusammenhängend solche des Luftdruckes und periodisches Auftreten von Erdbeben. Bei dem von Courvoisier errechneten Betrag der Translationsgeschwindigkeit,  $w = 750$  km/sec, würde sich der Erdradius in der Richtung von  $w$  um 20 m verkürzen. Diesem Wert entspricht bei der täglichen Rotation eine durchschnittliche Hebung und Senkung der Erdoberfläche von 1 mm/sec. Auf der Sonne betragen dieselben Größen 2 km und 4 mm/sec. Für einen Himmelskörper von Größe, Beschaffenheit und Rotationsdauer des Jupiter, der sich mit der sehr großen, aber prinzipiell nicht unmöglichen Geschwindigkeit  $w = 30000$  km/sec durch den Äther bewegt, ergäbe sich eine Kontraktion von 300 km, entsprechend eine mittlere Hebung und Senkung der Oberfläche von etwa 30 m/sec, während die Schwerkerebeschleunigung nur etwa 25 m/sec<sup>2</sup> beträgt und bei kleinerer Masse noch geringer ist. Unter solchen Verhältnissen würde der Himmelskörper auseinanderreißen. Daher scheint eine reelle Lorentz-Kontraktion wenig wahrscheinlich.

K. Jung.

R. Wavre. Sur les mouvements internes et la stratification des corps célestes. Arch. sc. phys. et nat. (5) 8, 330—336, 1926, Nov./Dez. Der erste Teil dieser Arbeit behandelt die Rotationsgeschwindigkeit  $\omega$  der einzelnen

Teilchen eines unhomogenen Flüssigkeitskörpers, der nur der gegenseitigen Anziehung seiner einzelnen Teilchen unterworfen ist. Bei variablem  $\omega$  ist  $\omega = f(x^2 + y^2)$ , d. h. die Rotationsgeschwindigkeit ist nur abhängig von dem Abstand von der Rotationsachse  $Z$ . Dieser Teil der vorliegenden Arbeit ist inzwischen anderweitig erschienen (Sur la masse fluide hétérogène en rotation et les mouvements internes des planètes. C. R. 184. 277—279, 1927. Nr. 5), und es wurde bereits darüber berichtet (Geophys. Ber. S. 64). Der zweite Teil befaßt sich mit der Bestimmung der Gleichgewichtsfigur des rotierenden Körpers. Folgende Fälle werden betrachtet: 1. Ruhende homogene Flüssigkeit. Es sei  $V$  das Volumen,  $\varrho$  die Dichte, dann ist an der Oberfläche des Potential

$$U(x, y, z) = \varrho \iiint_V \frac{dV}{r},$$

wobei  $r$  die Entfernung des auf der Oberfläche gelegenen Aufpunkts  $(x, y, z)$  von dem Massenpunkt  $(a, b, c)$  bedeutet. Man berechnet

$$dU = -\varrho \iiint_V \left[ \frac{\partial}{\partial a} \left( \frac{dx}{dr} \right) + \frac{\partial}{\partial b} \left( \frac{dy}{dr} \right) + \frac{\partial}{\partial c} \left( \frac{dz}{dr} \right) \right] da db dc$$

und hieraus, indem man das Raumintegral durch ein Integral über die Oberfläche  $S$  ausdrückt,

$$dU = -\varrho \iint_S \frac{\alpha dx + \beta dy + \gamma dz}{r} d\sigma.$$

$(\alpha, \beta, \gamma)$  liegt auf der Oberfläche;  $\alpha, \beta, \gamma$  sind die Richtungskosinus der Normalen  $n$  in  $(a, b, c)$ .  $ds$  sei ein Linienelement auf  $S$  in  $(x, y, z)$ , seine Richtung sei  $d$ . Dann gilt

$$dU = -\varrho ds \iint_S \frac{\cos(d, n)}{r} d\sigma.$$

Soll die Oberfläche im Gleichgewicht sein, so muß sie eine Niveauläche sein es ist  $dU = 0$ , also

$$\iint_S \frac{\cos(d, n)}{r} d\sigma = 0.$$

Diese Gleichung muß für jedes Linienelement  $ds$  auf der Oberfläche erfüllt sein. Daß die Kugel die einzige Lösung dieses Problems darstellt, wird nicht bewiesen. 2. Mit überall gleicher Winkelgeschwindigkeit rotierende homogene Flüssigkeit. Die Oberfläche ist im Gleichgewicht, wenn

$$\omega^2 \left( x \frac{dx}{ds} + y \frac{dy}{ds} \right) = \varrho \iint_S \frac{\cos(d, n)}{r} d\sigma$$

ist. 3. Mit überall gleicher Winkelgeschwindigkeit rotierende inhomogene Flüssigkeit. Der rotierende Körper möge aus in sich homogenen Schalen  $S_t$  bestehen, die im allgemeinen keine Rotationsflächen sind. Die Dichte  $\varrho(t)$  sei von einem Parameter  $t$  abhängig, der im Mittelpunkt den Wert 0, außen den Wert 1 hat. Alsdann ist an der Oberfläche

$$U = \int_0^1 \frac{d\varrho(t')}{dt'} dt' \iint_{V'} \frac{dV_{t'}}{r},$$

wobei sich die Striche auf die Integrationsvariablen beziehen. Wie bei (1) erhält man eine Bedingung für eine im Gleichgewicht befindliche Oberfläche:

$$\omega^2 \left( x \frac{dx}{ds} + y \frac{dy}{ds} \right) = \int_0^1 \frac{d\rho(t')}{dt'} dt' \int_{S'} \frac{\cos(d, n')}{r} d\sigma'.$$

4. Der allgemeine Fall.  $\omega$  ist variabel. Die Oberfläche ist eine Rotationsfläche. In praktisch vorkommenden Fällen sind gegeben die Masse, die Oberfläche und die Verteilung der Geschwindigkeiten in dem ganzen Körper, die man wegen  $\omega = f(x^2 + y^2)$  an der Oberfläche feststellen kann. Unbekannt ist  $\frac{d\rho(t')}{dt'}$ . Es wird die Vermutung ausgesprochen, daß sich das Problem durch Näherungsmethoden schrittweise lösen läßt. K. Jung.

**M. Schuler.** Schwankungen in der Länge des Tages. ZS. f. Geophys. 3, 71–74, 1927, Nr. 2/3. Die von astronomischer Seite festgestellten Schwankungen der Rotationsgeschwindigkeit der Erde werden auf Veränderungen der Mächtigkeit des Polareises zurückgeführt. Zunahme und Abnahme der Dicke des Inlandeises, die mit Abnahme bzw. Zunahme der Wassermenge in äquatorialen Regionen verbunden ist, verursachen eine Verkleinerung bzw. Vergrößerung des Trägheitsmomentes der Erde und entsprechend Beschleunigung oder Verzögerung der Erdrotation. Eine Veränderung der Menge des auf dem Meere schwimmenden Eises macht nichts aus, da entsprechende Wassermengen äquatorwärts gedrängt werden. Eine Veränderung der Mächtigkeit des Inlandeises um etwa  $7\frac{1}{2}$  m genügt, um die beobachteten Schwankungen der Erdrotation, die im Jahre bis zu 2 sec ausmachen können, zu erklären. Somit sind in der Hauptsache meteorologische Faktoren wirksam. Das Auftreten wärmerer Jahresmittel in den letzten 25 Jahren bei langsamer werdender Rotation scheint diese Annahme zu bestätigen. Da die winterlichen Vorstöße des nördlichen Eises auf dem Lande stattfinden, die des südlichen Eises ins Meer hinaus gehen, machen erstere mehr aus als letztere. Im nördlichen Winter müssen daher die Tage kürzer als im nördlichen Sommer sein. Dieser Unterschied kann  $\pm 0.5$  sec im halben Jahre ausmachen. Die säkulare Änderung der Mächtigkeit des Polareises verursacht Schwankungen der mittleren Meereshöhe, die bis zu 0,4 m im Jahre betragen können und sich aus den Pegelablesungen feststellen lassen müssen. K. Jung.

**Arthur Holmes and Robert W. Lawson.** Factors involved in the calculation of the ages of radioactive minerals. Sill. Journ. (5) 13, 327–344, 1927, Nr. 76. Ausführliche Begründung der bereits in diesen Ber. S. 202 referierten Ergebnisse bezüglich der für die Altersberechnung eines radioaktiven Minerals zu wählenden Formel und ihrer Konstanten. K. W. F. Kohlrausch.

**John W. Evans.** Radio-activity and the Heat of the Earth. Nature 119, 424–425, 1927, Nr. 2994. In einer Zuschrift an die Herausgeber wendet sich der Verf. gegen die Behauptung R. W. Lawsons, daß neben dem Wärmeeffekt der radioaktiven Mineralien alle anderen Effekte vernachlässigbar seien. Der Verf. meint, daß man von Laboratoriumsversuchen nicht auf die Erscheinungen in der Natur schließen könne und kommt dann in nicht recht verständlichem Zusammenhang auf Temperaturmessungen zu sprechen, die anlässlich einer Tiefbohrung kürzlich vorgenommen wurden (größte erreichte Tiefe 5080 Fuß = 1550 m; ab 800 m Granit und Gneis, Temperaturgradient daselbst  $1^\circ$  auf 45,4 m).

K. W. F. Kohlrausch.



**A. Amerio.** Variabilità dell'assorbimento dell'atmosfera solare. *Lincei Rend.* (5) **33** [1], 70–74, 1924, Nr. 2. Experimentelle Ergebnisse über die Änderung der Sonnenstrahlung aus verschiedenen Zonen der Sonne, welche die Hypothese des Verf. stützen sollen. *Gerlach.*

**L. N. Bogoiavlensky und Al. Al. Lomakin.** Über die durchdringenden Erdstrahlungen. *ZS. f. Geophys.* **3**, 87–92, 1927, Nr. 2/3. Im Sommer 1926 wurde an sechs Stellen im Gebiet von Ra-Lagerungen im Kaukasus längs Erdspalten und auch in Leningrad, also bei verschieden starker Bodenaktivität, die Absorption der durchdringenden Strahlung in Blei gemessen. Die Ionisationskammer von 1650 cm<sup>3</sup> Luftvolumen hatte ein Goldblattelektroskop als Innenelektrode (0,65 Volt/Skalenteil und 0,725 cm Kapazität). Die Wandung bestand aus 3 mm Messing, um die stets 10 mm Blei lag. Die Reststrahlung des Apparats schwankte von Ort zu Ort zwischen 7,3 und 13,5 Ionenpaaren cm<sup>-3</sup> sec<sup>-1</sup>. Mit je vier von oben übergreifenden bzw. untergelegten Bleipanzern von je 2 cm Dicke wurde die Absorption der oberen + seitlichen und der unteren durchdringenden Strahlung gemessen. Die äußere durch 8 cm Blei absorbierte Strahlung hatte im Kaukasus Beträge zwischen 0,91 und 3,87, in Leningrad von 0,6 Ionenpaaren cm<sup>-3</sup> sec<sup>-1</sup>. Für die seitlichen und oberen Strahlungen ergab sich bei 2 und 4 cm Panzer im Mittel ein Absorptionskoeffizient  $\mu'_1 = 0,5$  cm<sup>-1</sup>, was den normalen Ra-C- $\gamma$ -Strahlen entspricht. Diese Strahlung stammt von höher gelegenen Punkten her. Für die unteren Strahlen ergibt sich bei Panzern bis 4 cm im Mittel  $\mu_1 = 0,25$  cm<sup>-1</sup>, von 4 bis 8 cm ein  $\mu_2 = 0,17$  cm<sup>-1</sup>. Es zeigt sich hier also eine deutliche Härtung und eine Durchdringungskraft, die die der bekannten  $\gamma$ -Strahlen um das Zwei- bzw. Dreifache übertrifft. Verf. schreiben die Strahlung dem im Boden verteilten Radium zu und glauben durch die Messung der Härte der von unten kommenden Strahlen besonders kurzwellige Ra- $\gamma$ -Strahlen gefunden zu haben. Der Einfluß der durchdringenden Höhenstrahlung ist nach Ansicht der Verff. außerhalb der Empfindlichkeitsgrenze des Apparats (Höhenangaben fehlen). *K. Büttner.*

**L. N. Bogoiavlensky und A. A. Lomakin.** Experiments on highly penetrating Radiation from the Earth. *Nature* **119**, 525, 1927, Nr. 2997. Die Verff. haben in einer an radiumhaltigen Gesteinen reichen Gegend des Kaukasus, in Piatigorsk, mittels eines allseitig mit 1 cm Blei abgeschirmten, nicht näher beschriebenen Elektrometers Messungen ausgeführt und erhebliche Variationen der Bodenstrahlung von Ort zu Ort gefunden, manchmal schon in einigen Metern Entfernung, was wohl nicht verwunderlich ist. An einem und demselben Orte blieb die Strahlung stets konstant, d. h. unabhängig von meteorologischen Einflüssen. Durch Umkleiden ihres Apparates mit vier übereinander passenden Bleischirmen von je 2 cm Dicke fanden sie, daß die Wirkung hauptsächlich vom Boden ausgeht. Die berechneten Absorptionskoeffizienten variieren mit wachsender Schichtdicke von 0,45 bis 0,06 cm<sup>-1</sup> in Blei. Diese untere Grenze würde Strahlen entsprechen, die mehrmals härter wären, als die gewöhnlichen  $\gamma$ -Strahlen. Leider wurde nicht erwähnt, ob die Radioaktivität des verwendeten Bleies nachgeprüft worden ist. Den Verff. scheint nicht bekannt zu sein, daß durch eine  $\gamma$ -Strahlung der Bleischirme eine Verflachung der Absorptionskurve vorgetauscht werden kann. Die Verff. kommen zu dem Schluß, daß aus den oberen Bodenschichten  $\gamma$ -Strahlen verschiedener Härte austreten und daß ein Teil derselben größeres Durchdringungsvermögen besitzt, als das der gewöhnlichen  $\gamma$ -Strahlen von RaC. *V. F. Hess.*

**K. Büttner und W. Feld.** Der kosmische Ursprung der durchdringenden Höhenstrahlung. *Naturwissensch.* **15**, 378, 1927, Nr. 16. Verff. haben in der



Zeit vom 1. bis 10. März 1927 auf der Zugspitze am Wettersteingrat (2830 m) die tägliche Periode der Höhenstrahlung gemessen, unter Ausschluß der Erdstrahlung durch Schnee. Sie finden bei einer Amplitude von etwa 8 Proz. die täglichen Schwankungen fast genau um 12 Stunden gegenüber den Beobachtungen von Anfang September 1926 am Jungfraujoch verschoben, was wieder den Gang der Extreme mit Sternzeit bestätigt.

*Werner Kolhörster.*

**W. Kolhörster et G. v. Salis-Marschlins.** La période diurne du rayonnement d'altitude (communication préliminaire). Arch. sc. phys. et nat. (5) 8, 278—280, 1926. Sept./Okt. [C. R. Soc. suisse de phys. Fribourg 1926]. Die Verf. berichten über ihre Versuche am Jungfraujoch und am Mönchsgipfel (4100 m), welche die Existenz eines täglichen Ganges der Höhenstrahlung mit mehreren Maxima bestätigen und zeigen, daß diese Maxima mit den Kulminationen gewisser Himmelsgebilde (der Milchstraße, des Andromedanebels und des Sternbildes des Herkules) zusammenfallen, was die Nernstsche Hypothese des Ursprungs dieser Strahlung stützt.

*V. F. Hess.*

**Millikan Rays.** Science (N. S.) 62, 461—462. 1925, Nr. 1612. Ein offenbar unter dem direkten Eindruck des Vortrages von Millikan vor der National Academy of Science in Madison (Wisconsin) durch einen Berichterstatter der New York Times verfaßter Artikel, dessen Stil kaum in eine wissenschaftliche Zeitschrift vom Range der „Science“ hineinpaßt. Der Verf. fordert, daß die kosmische Höhenstrahlung den Namen ihres Entdeckers tragen solle, und daß darauf alle Gelehrten der Welt bestehen sollten. Offenbar ist dem Verf. beim Anhören des Vortrages Millikans nicht klar geworden, daß diese Strahlen schon 1912 von einem österreichischen Physiker entdeckt und seither von zahlreichen anderen Physikern schon näher studiert worden sind. Die Bezeichnung „Millikan rays“ wurde daher auch vom Referenten an anderem Orte schon als irreführend und ungerechtfertigt entschieden abgelehnt.

*V. F. Hess.*

**Robert Andreas Millikan.** High Frequency Rays of Cosmic Origin. Science (N. S.) 62, 445—448, 1925, Nr. 1612. Die vorliegende Mitteilung ist durch die inzwischen (1926) erschienenen ausführlichen Berichte des Verf. und seiner Mitarbeiter überholt (s. Phys. Rev. 1926). Es genügt daher, daraus zu erwähnen, daß Verf. endlich die Existenz der von Hess (1912) bei Ballonfahrten bis 5,4 km entdeckten und von Kolhörster (1913) bis 9 km weiter verfolgten Höhenstrahlung anerkennt. Verf. findet, daß die härteste Komponente dieser Strahlung einen Massenabsorptionskoeffizienten von  $0,18 \text{ m}^{-1}$  besitzt, woraus er ihre Wellenlänge zu  $4 \cdot 10^{-12} \text{ cm}$  (0,4 X-E.) schätzt. Beim Durchgang der Höhenstrahlung durch Materie werden weichere Sekundärstrahlen erzeugt. Nach Millikan kommt die Höhenstrahlung gleichmäßig aus allen Himmelsgegenden. In seinen Ausführungen über den Ursprung der Höhenstrahlung lehnt sich Millikan eng an die Nernstsche kosmische Hypothese an, ohne Nernst zu zitieren.

*V. F. Hess.*

## Geophysikalische Berichte.

**Breusing-Meldau.** Steuermannskunst. Im Verein mit O. Fulst und C. Schilling herausgegeben von H. Meldau. Nachtrag zur 10. Auflage: Technische Navigation und Meteorologie. Unter Mitwirkung von F. A. Fischer, J. Georgi und H. Maurer herausgegeben von H. Meldau. V u. 184 S. Bremen, G. Winters Buchhandlung, Fr. Quelle Nachf., 1927. Inhalt: Der Kreiselkompaß. Das Anschütz-Selbststeuer und der Kursschreiber. Moderne Lotmittel (Freilot, Echolote). Der Bordfunkpeiler. Meteorologie. Der Abschnitt über akustische Lotmittel rührt von H. Maurer, über Funkpeilwesen von F. A. Fischer, über Meteorologie von J. Georgi her. *Scheel.*

**H. Schmehl.** Über den Einfluß der Elastizität des Pendelstativs auf die Schwingungszeiten zweier gleichzeitig auf demselben Stativ schwingender Pendel. ZS. f. Geophys. **3**, 157—160, 1927, Nr. 4. Zur Bestimmung von Schwerkraftdifferenzen gelangen Messungen von Schwingungszeiten zweier gleichzeitig auf demselben Stativ schwingender Pendel mehr und mehr zur Verwendung. Durch das Verfahren des „Gegeneinanderschwingens“ der Pendel kann der Einfluß der bei den Messungen auftretenden Pendelstativbewegung auf die Schwingungszeiten der Pendel sehr herabgemindert, zum Teil gänzlich eliminiert werden. Es werden einfache, diesen Einfluß in Rechnung ziehende, für ein- und zweiseitige Phasen gültige Formeln angegeben, die im Vergleich zu anderen, von A. Berroth abgeleiteten Formeln (ZS. f. Geophys. **1**, 93, 1925, Nr. 3) die Kenntnis der zeitlichen Differenzen zwischen dem Anfangsphasenunterschied und dem Phasenunterschied  $180^\circ$  und zwischen diesem und dem Endphasenunterschied der beiden Pendel nicht benötigen, außerdem auch bei einseitigen Phasen im Hauptglied frei von dem nur durch Extrapolation zu ermittelnden Amplitudenverhältnis der Pendel zur Zeit des während der Beobachtungszeit nicht auftretenden Phasenunterschiedes  $180^\circ$  sind. *Schmehl.*

**Richard Ambronn.** Ein Elektrometer zur Bestimmung des Emanationsgehaltes der Bodenluft (D. R. P.). Phys. ZS. **28**, 444—446, 1927, Nr. 12. Die praktische Geophysik (Lagerstättenforschung) braucht ein Instrument, das bei hinreichender Genauigkeit und großer Transportsicherheit möglichst schnelle Emanationsmessungen gestattet. Hier werden einige technische Verbesserungen mitgeteilt: Die Bodenluft wird durch eine Saug- und Druckpumpe in das Zerstreuungsgefäß gebracht; die Isolation durch dauernde schwache Heizung mit einer kleinen Glühlampe verbessert. Die Elektrometerempfindlichkeit kann durch Änderung der Fadenspannung erheblich geändert werden. So sind bis 20 Einzelmessungen in der Stunde im Gelände möglich. *K. Büttner.*

**Karl Tangl.** Versuche mit einer Drehwage, deren Gehänge in Wasser taucht. Math. u. naturw. Anzeiger d. Akad. d. Wiss. Budapest **43**, 342—352, 1926. (Ungarisch mit deutschem Auszug.) Um große Massen bei dünnem Torsionsdraht verwenden zu können, d. h. die Empfindlichkeit der Drehwage zu erhöhen, wird ein Gehänge konstruiert, das in Wasser taucht, so daß dessen Gewicht zum großen Teil durch den Auftrieb kompensiert wird. Das Gehänge besteht aus einem hohlen zylindrischen Gefäß (Durchmesser 12 cm, Höhe 6 cm), in dem sich die beiden Massen einander diametral gegenüber und möglichst weit von der Achse entfernt befinden. Ihr Gewicht ist ungefähr 250 g. Das Gefäß taucht ganz in Wasser, das nach Abzug des Auftriebes übrigbleibende Gewicht beträgt 15 g. Es hängt an einem Platindraht von 0,2 mm Durchmesser, der die Wasseroberfläche

durchstößt und außerhalb des Wassers am Ablesespiegel befestigt ist. Der Spiegel hängt am eigentlichen Torsionsdraht, einem Platinfaden von  $25\ \mu$  Durchmesser und 59 cm Länge. Seine Tragfähigkeit beträgt 25 bis 30 g. Die Drehwaage stellt sich aperiodisch ein und hat in 3 Stunden ihre Ruhelage erreicht. Der ganze Apparat ist in einem doppelwandigen Messinggefäß untergebracht, wodurch störende Temperatureinflüsse, insbesondere Strömungen im Wasser, verhindert werden. 3 bis 4 Tage lang arbeitete das Instrument bei Laboratoriumsversuchen zuverlässig. Dann stellten sich Unregelmäßigkeiten ein, deren Grund der Verf. in Verunreinigungen der Wasseroberfläche vermutet. Versuche, diesem Fehler dadurch abzuweichen, daß man das ganze Instrument ins Wasser taucht, sind im Gang.

*K. Jung.*

**F. Hopfner.** Die Figur der Erde. 112 S., 17 Abb., 8 Tafeln, 3 Karten. Wien und Leipzig, Österr. Bundesverlag, 1927. Der Verf. gibt einen übersichtlichen, streng mathematisch begründeten Überblick über die physikalischen Möglichkeiten zur Bestimmung der Erdgestalt. Behandelt werden: 1. Die Figur der Erde als geometrisches Problem. 2. Anwendung der Potentialtheorie. 3. Methoden der höheren Geodäsie. 4. Synthetische Bestimmung des Geoids. 5. Bestimmung der Erdfigur unter Zuhilfenahme von Hypothesen. — Gerade dieser letzte Abschnitt, welcher unter anderem die Verwertung von Lotabweichungen, Schweremessungen und astronomischen Beobachtungen enthält, ist besonders wertvoll, da er die Irrigkeit der neuerdings viel verbreiteten Ansicht dartut, als ob man mit dieser Methode die Abweichung des Äquators vom Kreis oder ähnliche Angaben über die Gestalt der Erde nachweisen könne, während in Wirklichkeit die berechneten Abweichungen auch eine Folge der Abweichung der zugrunde liegenden Annahmen von der Wirklichkeit sein können. Mathematische Ableitungen werden — dem Zweck des Buches entsprechend — im allgemeinen nicht gegeben. Das Buch enthält zahlreiche wertvolle Anregungen.

*Gutenberg.*

**Heinrich Jung.** Die Reduktionen der Schwerebeschleunigung und die Lehre von der Isostasie. Phys. ZS. 28, 377—383, 1927, Nr. 10. Im wesentlichen enthält die Arbeit einen Hinweis darauf, daß die Terrainkorrektion und die Kondensationsreduktion von Schwerewerten nicht genügen, um auf den isostatischen Zustand der Erdkruste zu schließen. Die durch Anwendung der genannten Reduktionen erhaltenen Werte sind wegen der im Meeresniveau kondensiert zu denkenden Massen zu hoch und können Anisostasien vortäuschen, wie an einem einfachen Beispiel gezeigt wird. Diese Fehlerquelle wird beseitigt, indem man die im Meeresniveau kondensierte Masse gleichmäßig bis zur Ausgleichstiefe (die als bekannt vorausgesetzt werden muß) verteilt und die dieser Massenanordnung entsprechende Schwere berechnet. Unter Benutzung einer Arbeit von Niethammer (Verh. d. naturf. Ges. Basel 28, 206, 1917) wird hierfür ein handliches Verfahren angegeben. Seine Brauchbarkeit wird an Hand eines Beispiels erwiesen.

*Karl Jung.*

**Karl Jung.** Über die größte mögliche Schwankung der Schwereintensität und die Dichte eines engmaschigen Netzes von Pendelstationen. ZS. f. Geophys. 3, 137—156, 1927, Nr. 4. Die Pendelmessungen von Berroth über dem Salzhorst Oldau-Hambühren zeigen die Möglichkeit der genaueren Vermessung eines Gebietes mit einem engmaschigen Netz von Pendelstationen. Während bei großen Stationsabständen Untersuchungen über die notwendige Dichte des Stationsnetzes eine geringe Rolle spielen, sind bei kleinen Abständen derartige Überlegungen wichtig, um unnötige Arbeit zu sparen. — In zwei Stationen,  $B_1$  und  $B_2$ , sei die Schwere gemessen. Zwischen  $B_1$  und  $B_2$



kann die Schwere nicht um beliebige Beträge von den in diesen Stationen gemessenen Werten abweichen, da die Einbettungen nur endliche Dichteunterschiede gegen ihre Umgebung haben und der Verlauf der Schwere stetig ist. Für den Fall, daß die Schwere in  $B_1$  gleich der in  $B_2$  ist, wird die größte mögliche Schwankung der Schwereintensität zwischen  $B_1$  und  $B_2$  unter Annahme „zweidimensionaler“ Massenanordnungen (das ist solcher Anordnungen, die sich parallel zu einer der horizontalen Koordinaten nach beiden Seiten ins Unendliche erstrecken) berechnet, abhängig von den Tiefen  $t$  und  $T$ , zwischen denen sich die Einbettung erstreckt. Auch die Massenanordnung, die diese Schwankung verursacht, wird angegeben. Aus den Ergebnissen wird die Mindestentfernung bestimmt, die die Stationen  $B_1$  und  $B_2$  haben müssen, damit die Schwankung der Schwereintensität im Intervall  $B_1 B_2$  die Genauigkeit des Pendels erreichen kann. Erst von dieser Entfernung an hat es Sinn, Zwischenstationen einzulegen. *K. Jung.*

**B. Meyermann.** Die Zähigkeit des Magmas. *ZS. f. Geophys.* 3, 135–136, 1927, Nr. 4. Die Erde wird als aus einem Kern, einer nur wenige Kilometer dicken, zähflüssigen Zwischenschicht und der Kruste zusammengesetzt angenommen. Die Flutreibung bewirkt eine Bremsung der Erdrotation und eine Westdrift der Kruste über den Kern. Der Betrag der Westdrift sei  $D$  Grad pro anno,  $\Delta$  sei die Dicke der Zwischenschicht in Kilometern und  $\mu$  deren Zähigkeitskoeffizient. Alsdann ergibt eine einfache Rechnung  $\mu = \frac{120 \cdot \Delta}{D}$ . Nimmt man an, daß die 270jährige Periode des Erdmagnetismus und die gleiche Periode in der Schwankung der Erdrotation einem Umlauf der Kruste relativ zum Kern entspricht, so erhält man  $D = 1,34$  Grad pro anno,  $\mu = 90 \cdot \Delta$ . Setzt man  $\Delta = 10$  km, so ergibt sich  $\mu = 900$ , d. h. das Material der Zwischenschicht ist für langsame Beanspruchung 21mal dickflüssiger als Glycerin bei  $0^\circ$ . *K. Jung.*

**J. Koenigsberger.** Zur geophysikalischen gravimetrischen Landesuntersuchung und über die Tiefenlage der störenden Massen. *ZS. f. prakt. Geol.* 35, 65–70, 1927, Nr. 5. Die an der Erdoberfläche mit Pendel gemessenen, an sich schon wenig zahlreichen Werte der Schwerkraft und ihrer Gradienten lassen zwar keinen mathematisch eindeutigen Schluß auf die Verteilung der schweren Massen in der Tiefe zu; doch ermöglichen die durch geologisch-petrographische Bedingungen eingeschränkten Grenzwerte der Dichten im Zusammenhang mit Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen eine Berechnung der Tiefenlage der störenden Massen. Zugrunde gelegt werden die von A. Born und die von F. Kossmat auf Grund von Pendelmessungen entworfenen Karten der Isanomalien der Schwerkraft von Deutschland, der Alpen und Italiens. Durch einfache mathematische Ableitung wird gezeigt, wie man die sogenannten Halbwertsbreiten, den Abstand zwischen maximalem und halbem Störungswert benutzen kann, um die Größenordnung der Tiefe der störenden Masse zu bestimmen. Es zeigt sich, daß die meisten störenden Ursachen im wesentlichen unter etwa 10 km liegen und in ihrer Hauptmasse nicht weit über etwa 25 km hinabreichen. Die modifizierte Theorie der Isostasie nach Pratt ist daher der Schollentheorie von Airy vorzuziehen; letztere kommt wohl nur ausnahmsweise nach orogenetischen Paroxysmen zur Geltung. Daraus ergibt sich, daß die Pendelmessungen vor allem Ergebnisse für die theoretische Geologie liefern, dagegen selten und nur indirekt zur Entdeckung nutzbarer Lagerstätten beitragen können. *J. Koenigsberger.*

**H. Reich.** Über die elastischen Eigenschaften von Gesteinen und damit zusammenhängenden geologischen Fragen.<sup>1</sup> *Gerlands Beitr.*



17, 86—117, 1927, Nr. 1. Aus Messungen des Elastizitätsmoduls und der Kompressibilität von Gesteinen ist zu erkennen, daß auffällige Abhängigkeiten von der Zersetzung des Gesteins, dem Feuchtigkeitsgehalt, der Dichte, der Porosität und der chemischen Zusammensetzung vorhanden sind. Die Zersetzung, meist verbunden mit Durchfeuchtung, setzt den Elastizitätsmodul erheblich herab, die Porosität verursacht große Kompressibilitäten bei verhältnismäßig kleinen Drucken, der Elastizitätsmodul wächst mit der Dichte. Bei Eruptivgesteinen ist der Elastizitätsmodul von Tiefengesteinen höher als der gleichartiger Ergußgesteine, die Righeit nimmt mit wachsender Basizität zu. Nimmt man an, daß das Sima der Meeresböden mehr basische Gesteine enthält als das Sial der Kontinente, so muß nach dem zuletzt angeführten Ergebnis das Sima schon unter gleichen Verhältnissen riger sein als das Sial, um so mehr aber, wenn man annimmt, daß der Meeresboden im gleichen Niveau stärker abgekühlt ist als der Kontinent. Da im allgemeinen weniger riges Material plastischer ist, kann man annehmen, daß sich die Kontinente plastischer verhalten als die Meeresböden, eine Annahme, die wohl die Auffaltung von Gebirgszügen am Rand der Kontinentalschollen zu erklären vermag, sonst aber der Wegenerschen Theorie der Kontinentalverschiebung entgegensteht, da diese die Meeresböden plastischer annimmt als die Kontinente. Die Untersuchung der elastischen Eigenschaften von Sedimentgesteinen zeigen einen großen Einfluß von der Struktur. Während man Eruptivgesteine als isotrop ansehen kann, ist diese Annahme bei Schichtgesteinen (und gepreßten Eruptivgesteinen) nicht mehr zulässig. Der Elastizitätsmodul, den man mißt, wenn das Gestein senkrecht zur Schieferung gepreßt wird, ist kleiner als der, den man durch Messung bei einem zur Schieferung parallelen Druck erhält.

*K. Jung.*

**J. Joly and J. H. J. Poole.** On the Nature and Origin of the Earth's Surface Structure. Phil. Mag. (7) 3, 1233—1246, 1927, Nr. 19. Die seismischen Untersuchungen haben ergeben, daß unter den Kontinenten eine anders geartete Schicht liegt als unter den Ozeanen. Die Verf. werfen nun zunächst die Frage auf, welche Hauptunterschiede zwischen den einzelnen Aufbaumaterialien bestehen, und kommen zu dem Ergebnis, daß die verschiedene Dichte und die durch radioaktive Vorgänge erzeugte Wärme die Hauptrolle spielen. Sie finden folgende Werte:

	Erzeugte Kalorien pro Gramm Masse in 1 Million Jahre	Mittlere Dichte
Kontinente . . . . .	15,13	2,67
Suboceanische Basalte . . . .	5,65	2,89
Subkontinentale Basalte . . .	3,39	2,93
Dunischicht (?) . . . . .	1,52	3,29
Eklogitschicht (?) . . . . .	1,49	3,38

Mit zunehmender Tiefe nimmt die erzeugte Wärme ab, die Dichte zu. Material, das kleinere Dichte oder größere Radioaktivität besitzt als seine Umgebung, hat eine Tendenz zum Aufsteigen, im entgegengesetzten Falle zum Absinken. Während der Revolutionen der Erde heterogen gewordene Schichten suchen wieder in normale Lagen zu kommen; die größte Beschleunigung aufwärts haben Gebiete mit kleiner Dichte  $d$  und großer Radioaktivität  $T$ ; für die übrigen möglichen Kombinationen von  $d$  und  $T$  (bzw.  $D$  und  $t$ , sowie mittleren Werten  $\Delta$  und  $\tau$ ) werden schematisch die Wirkungen angegeben.

*Gutenberg.*

**Hans Mothes.** Seismische Dickenmessungen von Gletschereis. *ZS. f. Geophys.* **3**, 121—134, 1927, Nr. 4. Der Verf. hat auf dem Hintereisferner in den Ötztaler Alpen mit Seismographen die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der durch Sprengungen hervorgerufenen Erschütterungswellen in Gletschereis gemessen, und zwar in Entfernungen von 25 bis 2000 m. Seismogramme sind bis 900 m Entfernung veröffentlicht. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der longitudinalen Welle in Eis wird zu 3400 m/sec, die der transversalen zu 1600 m/sec gefunden. Ein weiterer Einsatz im Seismogramm wird als Reflexion der longitudinalen Welle an der unteren Grenzfläche des Eises gedeutet. Unter Benutzung der Reflexionen ist die Tiefe des Gletschereises berechnet und das Profil des Gletschers konstruiert. Das so gewonnene Profil stimmt mit dem von Prof. Hess auf anderem Wege erhaltenen überein. *W. Schneider.*

**H. Schütte.** Die Senkung der deutschen Nordseeküste und ihr Beweis durch das Oberahnsche Feld im Jadebusen. *Natur u. Museum* **57**, 151—165, 1927. Der Verf. sucht aus verschiedenen Gründen, unter anderem auch botanischer und zoologischer Natur, eine starke Senkung im Laufe der letzten Jahrhunderte festzustellen, an der auch wohl nicht zu zweifeln ist. Ob aber die Senkung in der Jetztzeit so groß ist, wie sie Verf. annimmt — 60 cm im Jahrhundert —, ist doch noch nicht als allgemein erwiesen zu betrachten. Man vergleiche übrigens hierzu die Aufsätze des Ref. in den *Ann. d. Hydrogr.* **52**, 121—124; **53**, 291—298; *Petermanns Mitt.* **72**, 23—24. *Otto Meissner-Potsdam.*

**H. Tscherning.** Om Anvendelse af Ultratoner til Opdagelse af under-søiske Forhindringer. *Fysisk Tidsskr.* **24**, 184—201, 1926, Nr. 6. Verf. beschreibt, wie man mittels Ultratönen von der Frequenz 40000/sec imstande ist, Meerestiefen zu messen. Die Methode ist von Langevin und seinen Mitarbeitern ausgebildet und beruht auf der Messung des Zeitintervalls zwischen einem im Wasser erzeugten Schallsignal und dessen Echo vom Meeresboden. Diese Schallwellen, die, um Richtungswirkung zu besitzen, notwendigerweise sehr kurzweilig sein müssen, werden mittels des von Langevin konstruierten Generators erzeugt, der auf den piezoelektrischen Eigenschaften des Quarzes beruht. *E. Krüger.*

**Johannes Letzmann.** Experimentelle Untersuchungen an Wasserwirbeln. *Gerlands Beitr.* **17**, 40—85, 1927, Nr. 1. In ein weites, zylindrisches Gefäß tritt tangential ein Wasserstrom ein, während in der Mitte des Gefäßes das Wasser senkrecht nach oben abgesaugt wird. Zustrom und Abfluß sind regulierbar, durch Färbung wird die Struktur der entstehenden Wirbel sichtbar gemacht. Wirbel in inhomogenem Medium werden erzeugt, indem man den Boden des Gefäßes mit einer Sandschicht bedeckt. Fremdkörper, wie Sandkörner, Papierschnitzel und kleine Luftblasen, zeigen den Strömungsverlauf. Es gelingt, das Entstehen, den stationären Zustand und den Zerfall der Wirbel unter verschiedenen Zufluß- und Abflußverhältnissen zu verfolgen, wobei die Bildung des Wirbelfußes, des Körpers und die eines den Körper umgebenden Mantels eingehend beobachtet werden kann. Großen Einfluß auf die Gestalt und Bildungsweise des Wirbels hat die Form des Gefäßbodens: trogförmige Bodengestalt erleichtert die Wirbelbildung. Die Verteilung der vertikalen und horizontalen Geschwindigkeitskomponente in verschiedenen Entwicklungsstadien wird aus den Beobachtungen erschlossen und schematisch wiedergegeben, desgleichen der ungefähre Verlauf

der Konvergenz- und Divergenzflächen. Die Ergebnisse lassen sich auf Wind- und Wasserhosen übertragen, wobei sich eine weitgehende Übereinstimmung mit Schilderungen und photographischen Aufnahmen von Tromben ergibt. *K. Jung.*

**J. W. Sandström.** Ein unterseeischer Kiefernwald. Gerlands Beitr. 17, 118—120, 1927, Nr. 1. Ein im Oktober 1926 im Südosten der Küste von Schonen aufgefundenen unterseeischer Kiefernwald beweist, daß sich an dieser Stelle die Küste seit 9000 Jahren um 40 bis 50 m gesenkt hat. Die Entlastung des Bodens durch das Abschmelzen des Inlandeises kann jedoch nur eine Hebung erklären. Der Verf. vermutet, daß die Zunahme der Bodentemperatur beim Abschmelzen des Eises eine Aufwölbung in der Nähe des Eisrandes verursacht, die beim Rückgang dem Eise nachfolgt, so daß an ein und derselben Stelle der Boden sich erhebt und später wieder senkt. Hat der Kiefernwald vor 9000 Jahren auf der Aufwölbung gestanden, so veranlaßt die Senkung sein Eintauchen unter den Meeresspiegel. *K. Jung.*

**David Stenquist.** Beräkning av det dagliga jordelektriska fältets potential. Fysisk Tidsskr. 24, 25—28, 1926, Nr. 1/2. Referat eines Vortrages, gehalten am 24. August 1925 vor der 3. nordischen Physikerversammlung in Oslo über Berechnung des täglichen erdelektrischen Feldpotentials. *E. Krüger.*

**A. Wigand.** Die Erhaltung der Erdladung durch den Blitzstrom. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) 7, 50, 1926, Nr. 3. Auszug aus: Phys. ZS. 28, 65, 1927. *Wigand.*

**Louis A. Bauer.** Cosmic aspects of atmospheric electricity. Science (N. S.) 65, 314—316, 1927, Nr. 1683. Verf. gibt eine sehr übersichtliche und klare Zusammenfassung aller Tatsachen, welche auf solare oder kosmische Beeinflussung der luftelektrischen Elemente hinweisen. Es sind dies 1. die von S. J. Mauchly 1921 aufgefundenen einfache tägliche Periode des Potentialgefälles nach Weltzeit, welche von Karl Hoffmann 1923 unabhängig ebenfalls festgestellt, seither durch Beobachtungsreihen bei der McMillan-Expedition im Baffinsland, ferner an der Nordwestküste Grönlands, auf der Maud-Expedition Amundsens und an den zwei Observatorien der Carnegie-Institution in Peru und West-Australien bestätigt worden ist. L. A. Bauer meint, daß das gleichzeitige Auftreten der Maxima und Minima des Potentialgefälles an allen Orten der Erde mit der Asymmetrie des Magnetfeldes der Erde in bezug auf ihre Rotationsachse zusammenhängen dürfte. Auf Landstationen können Einflüsse lokaler Natur eine Verschiebung der Maxima und sogar das Auftreten eines zweiten Maximums und Minimums bewirken. 2. Die jährliche Periode des Potentialgefälles. Es scheint nun sicher festgestellt, daß auf beiden Hemisphären das Maximum auf die Zeit vom Oktober bis März fällt, wo die Sonne im Mittel näher der Erde ist als in der Zeit April—September, in der die mittlere Sonnendistanz am größten ist. Nur zwei Stationen bilden Ausnahmen von dieser Regel: Helouan (Ägypten) und Buenos Aires. Auf der erstgenannten Station dürften die nach Jahreszeit wechselnden Sandstürme eine Unregelmäßigkeit bewirken. Im Mittel betragen die Abweichungen der Monatsmittel des Potentialgefälles vom Jahresmittel an allen Stationen etwa  $\pm 30$  Proz. Auch die Tagesamplitude der Potentialschwankung variiert im Laufe des Jahres in ähnlicher Weise wie das Potential selbst. Der Verf. hat durch seine sorgfältige Durchmusterung aller verfügbaren Daten festgestellt, daß ein ursächlicher Zusammenhang zwischen den erwähnten Potentialschwankungen und der Sonnentätigkeit im höchsten Grade wahrscheinlich ist. Bei einer Vermehrung der Sonnenfleckenzahl um 90 vergrößern sich Potential-



gradient sowie dessen tägliche und jährliche Schwankung um etwa 30 Proz. Ob auch die elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre kosmischen Einflüssen unterworfen ist, läßt sich nach Ansicht des Verf. zurzeit noch nicht feststellen.

V. F. Hess.

**H. de Graffigny.** L'étude de l'électricité atmosphérique à la section électrique de l'Observatoire de l'Ébre. L'électricien (2) 58, 152—155, 1927, Nr. 1417. Verf. beschreibt die Einrichtungen des vom Jesuitenorden erhaltenen Ebro-Observatoriums in Tortosa (Spanien), soweit sie für atmosphärisch-elektrische und magnetische Forschungen dienen. Der atmosphärische Potentialgradient wird mittels zweier Thomson-Mascartscher Quadrantenelektrometer photographisch registriert, wobei als Kollektor eine von Chauveau verbesserte Tropfelektrode dient. Die Registrieranordnung ist der Nordmannschen nachgebildet, die beiden Elektrometer haben stark verschiedene Empfindlichkeit, so daß das eine an ruhigen Tagen, das andere an elektrisch gestörten Tagen Anwendung findet. Die Elektrizitätszerstreuung (Leitfähigkeit) wird mittels eines Elster-Geitelschen Zerstreuungsapparates gemessen, woraus dann in Verbindung mit dem gleichzeitig bestimmten Potentialgradienten der Vertikalstrom berechnet werden kann. (Aus einer Abbildung geht hervor, daß offenbar der Zerstreuungsapparat mit Schutzzyylinder in Tortosa angewendet wird, was im Interesse der Verwendbarkeit der Resultate bedauerlich wäre. Vielleicht handelt es sich aber auch nur um einen Irrtum des Verf.) Weiter wird mittels Gerdienschen Aspirators die Zahl und die Beweglichkeit der kleinen und großen Zonen gemessen. Ein anderer Apparat, der sogenannte Keraunograph, dient zur Registrierung entfernter atmosphärischer Entladungen. Er besteht im wesentlichen aus einem Branlyschen Kohärer, der auf die elektrischen Feldwechsel bei Entladungen in entfernten Gewitterwolken genau so anspricht, wie auf gewöhnliche elektrische Wellen. Außerdem werden regelmäßige Beobachtungen des Erdstromes seit Jahren durchgeführt, und zwar auf einer EW- und einer NS-Linie von  $1\frac{1}{2}$  km Länge. Die magnetischen Elemente, wie Deklination, Inklination und Horizontalintensität, werden in zwei nur für magnetische Messungen bestimmten Pavillons ausgeführt. Es werden verwendet: ein unifilares Magnetometer von Dover, ein Erdinduktor von Schulze, eine magnetische Wage von Lloyd zur Bestimmung der Vertikalintensität, ein Deklinometer und ein Gaußsches Magnetometer. Die große Wichtigkeit des Ebro-Observatoriums ist schon daraus ersichtlich, daß es außer den Observatorien der Carnegie Institution in Washington, Huancayo (Peru) und Watheroo (Australien) das einzige Institut ist, an welchem ununterbrochen seit Jahren die wichtigsten atmosphärisch-elektrischen und erdmagnetischen Elemente gemessen werden.

V. F. Hess.

**H. Benndorf.** Beiträge zur Kenntnis der atmosphärischen Elektrizität Nr. 68. Grundzüge einer Theorie des elektrischen Feldes der Erde. II. Wiener Anz. 1927, S. 51—54, Nr. 9; Wiener Ber. 136 [2a], 175—194, 1927, Nr. 3/4. Wenn man, wie es den wirklichen Verhältnissen gut entspricht, annimmt, daß die Leitfähigkeit der Atmosphäre mit der Höhe rasch wächst und in 20 km schon hundertmal größer ist als am Erdboden, so ergibt sich, daß die Feldstärke in dieser Höhe auf 1 Proz. des Bodenwertes gesunken sein muß (dies stimmt auch mit den neuesten Messungen von P. Idrac. Der Ref.), und daß 99 Proz. der Raumladung in den untersten 20 km der Atmosphäre enthalten sind. Bei beliebigen Anfangsbedingungen wird der stationäre Zustand in einem Punkte der Atmosphäre in Bodennähe erst in 1 Stunde erreicht, in 20 km Höhe aber schon in 30 Sek. Daraus folgt, daß, wenn sich in einer vertikalen Stromröhre der Atmosphäre Feldstärke und Leitfähigkeit langsam ändern (im Vergleich zu den ge-



nannten Zeiten), daß dann in dieser Stromröhre praktisch genommen stets der stationäre Zustand erhalten bleibt. Teilt man die Erdoberfläche in eine beliebige Zahl von Gebieten von etwa 200 km Minimaldurchmesser ein und nimmt an, daß in der Luftsäule über diesen Gebieten Leitfähigkeit und Raumladung in horizontalen Schichten gleich groß sind, so läßt sich zeigen, daß auch die Feldstärke dann nur in der Vertikalen sich ändert und denselben Wert hat, als wenn die gesamte Erdladung sowie die Raumladung der Atmosphäre im Erdmittelpunkt vereinigt wäre. Dies gilt für Höhen bis zur unteren Grenze der Heavisideschicht (80 km). Bedeutet  $z$  die Stromdichte des „Zustromes“ negativer Elektrizität, d. h. des noch unbekannten Faktors, der die negative Erdladung aufrechterhält,  $\bar{A}_H$  die mittlere Leitfähigkeit in der Höhe  $H$ , so ist die Feldstärke in dieser Höhe

$\mathfrak{E}_H = -\frac{z}{\bar{A}_H}$ , d. h. konstant für alle betrachteten Gebiete. Dagegen ergibt sich die vertikale Leitungsstromdichte  $j_H$  als örtlich verschieden, d. h. von der lokalen Leitfähigkeit  $A_H$ , nicht nur vom Zustrom abhängig:  $j_H = -\frac{z}{A_H} \cdot A_H$ . An der Erdoberfläche ist daher die Feldstärke

$$\mathfrak{E}_0 = \frac{j_H}{A_0} = -\frac{z}{A_H} \cdot \frac{A_H}{A_0},$$

d. h. wenn die mittlere Leitfähigkeit  $\bar{A}_H$  konstant ist, so hängt die Feldstärke sowohl von dem Zustrom  $z$  (weltzeitlicher Faktor) als auch von dem ortszeitlich variierenden Verhältnis der Leitfähigkeiten in der Höhe und am Boden ab. Die über den Ozeanen beobachtete einfache Tagesschwankung des Potentials nach Weltzeit erscheint verständlich, da dort sowohl  $A_0$  als  $A_H$  bei Tag größer ist als bei Nacht und es wohl möglich wäre, daß das Verhältnis  $\frac{A_H}{A_0}$  so wenig im Laufe eines

Tages sich ändert, daß die beobachteten Potentialschwankungen ein ziemlich getreues Abbild der Tagesschwankung des Zustromes sind. Verf. leitet ferner strengere Formeln ab, die gestatten, Feldstärke und vertikalen Leitungsstrom in ihrer Abhängigkeit von den zeitlichen Schwankungen der Leitfähigkeit und des Zustromes zu berechnen, auch wenn die Voraussetzung des stationären Zustandes fallen gelassen wird.

V. F. Hess.

**W. J. Rooney and O. H. Gish.** Results of the earth-resistivity surveys in connection with the study of earth-currents at Watheroo, Western Australia and Ebro, Spain. Phys. Rev. (2) **29**, 905, 1927, Nr. 6. (Kurzer Sitzungsbericht.)

Güntherschulze.

**Adolf Schmidt.** Über die Bestimmung der Parameter von Stabmagneten. Bericht über die Tätigkeit des Preuß. Meteorologischen Instituts im Jahre 1926. Anhang S. 42–58, Berlin 1927. Es werden mehrere Methoden angegeben, die Parameter eines Stabmagnets — die Konstanten, die seine Wirkung völlig bestimmen, insbesondere die Koeffizienten der Kugelfunktionenreihe, die das Potential darstellt — experimentell zu finden. Achsenunsymmetrie wird durch Beobachtung der Wirkungen des Magnets (z. B. Ablenkung einer Nadel) in mehreren Lagen eliminiert, die durch Drehung um die geometrische Achse um einen immer gleichen Winkel erhalten werden, dessen ganzes Vielfaches  $\pi$  ist. Als zentralantisymmetrisch kann ein Magnet behandelt werden, dessen Wirkungen

in zwei durch Vertauschung der Pole erhaltenen Lagen beobachtet und gemittelt werden. In dem Potentialausdruck

$$M e^3 [P_1 (\cos \mu) + C' e^{-2} P_3 (\cos \mu) + C'' e^{-4} P_5 (\cos \mu) + \dots]$$

bedürfen die Größen  $M$  (Moment),  $C' = d^2$  ( $2d$  ist der Polabstand),  $C''$  (nur für den schematischen Magneten  $C'' = d^4$ ) ... besonderer Bestimmung. Entgegen der üblichen Methode (Variation der Entfernung  $e$ ) wird hier die Aufgabe eingehend behandelt, durch Änderung der gegenseitigen Winkellage  $M, C', C'' \dots$ , sowie  $m, c', c'' \dots$  (analoge Konstanten der Nadel) zu ermitteln. Ausgehend von der Lamontschen Hauptlage lassen sich die Bestimmungen in folgenden Modifikationen ausführen: 1. Die Ablenkung der Nadel aus dem Meridian wird bei verschiedenen Winkeln ( $\beta$ ) beobachtet, die der ablenkende Magnet mit der Verbindungslinie der magnetischen Mittelpunkte von Stab und Nadel (Drehpunkte) bildet. Der Winkel zwischen der Nadel und dieser Geraden beträgt dabei 0, 90, 180 oder 270°. 2. Die Ablenkung der Nadel wird bei analogen Stellungen des Stabes durch Torsion kompensiert. 3. Der Stab behält räumlich dieselbe Richtung, durch Torsion wird der Ablenkungswinkel gleich  $\beta$  bzw.  $(90 + \beta)$  gemacht. Für alle drei Bestimmungsarten sind die Formeln angegeben, um aus den Ablenkungswinkeln (bzw. ihren Komplementen) die oben erwähnten Parameter zu errechnen. Die anzubringenden Korrekturen (translatorische Verschiebung der Nadel, Induktion des Stabes bei den verschiedenen Stellungen) werden berücksichtigt. Zum Schluß wird die Ermittlung der Parameter durch zweckmäßig angeordnete Stromkreise behandelt. (Zu bemerken ist, daß Absatz 2, S. 56 hinter Absatz 1 auf S. 58, und Absatz 3, S. 56 an den Schluß der Abhandlung gehört.) *R. Bock.*

**Wilhelm Schneider.** Untersuchungen über Magnetisierungskurven und Vergrößerung der Empfindlichkeit des Scheringschen Deflektoren-magnetometers. *ZS. f. Phys.* **42**, 883—898, 1927, Nr. 11/12; auch Diss. Göttingen 1927. 1. Zur Entscheidung der Frage, welche Form für die bei magnetischen Messungen verwendeten Magneten die geeignetste ist, werden die Magnetisierungskurven einer Reihe von Voll- und Hohlzylindern experimentell aufgenommen. (Magnetometer, Magnet in erster Gaußscher Hauptlage.) Wird das Dimensionsverhältnis eines Magnets als Quotient aus Länge und Durchmesser des mit der Stirnfläche inhaltsgleichen Kreises definiert, so zeigen die Messungen, daß dieses für die Magnetisierung allein maßgebend ist, daß also zwei Magnete desselben Dimensionsverhältnisses, aber verschiedener Form (gleiches Material natürlich vorausgesetzt) die gleichen Magnetisierungskurven aufweisen. Das magnetisierende Feld wird zwischen 0 und 525  $T$  variiert. Untersuchungen an Stäben gleicher Form, aber verschiedener Dimensionsverhältnisse führen zu dem Ergebnis, daß der Logarithmus des magnetisierenden Feldes  $H$  von dem Logarithmus des Dimensionsverhältnisses  $\beta$  bei gleicher Magnetisierung linear abhängig ist, also  $H = c\beta^{-k}$ . 2. Permalloy (78 Proz. Ni, 22 Proz. Fe) wird bei kleinen Feldstärken (0 bis 2,5  $T$ ), um einige hundertstel  $T$  fortschreitend) mit Elektrolyteisen verglichen. Es zeigt stärkere, im ganzen untersuchten Bereich von der Feldstärke linear abhängige Magnetisierung und viel geringere Remanenz als Elektrolyteisen. Es würde daher die Empfindlichkeit des Scheringschen Deflektoren-magnetometers (astatisches Nadelpaar, beeinflußt durch senkrecht stehenden Eisenstab, der durch die vertikale Komponente induziert wird) bei Verwendung von Permalloy auf den fünf- bis zehnfachen Betrag steigen. *R. Bock.*

**M. Rössiger.** Zur Messung von magnetischen Feldern und Feldänderungen mit dem Magnetron. *ZS. f. Phys.* **43**, 480—488, 1927, Nr. 7.

Es wird auf die Brauchbarkeit des Hullschen Magnetrons (Glühkathodenrohr mit geradem Glühdraht und coaxialer Zylinderanode) zur trägheitsfreien Registrierung und Messung von kleinen magnetischen Feldänderungen, insbesondere der Schwankungen der Totalintensität des Erdfeldes hingewiesen. Gemessen wird die Anodenstromänderung im geradlinigen Teile der Charakteristik. Das Magnetron ist hierbei so zu orientieren, daß der Glühdraht zum Erdfeld parallel ist. Die Inklinationsänderungen sind dann, wie besondere Versuche zeigten, ohne Einfluß. Ferner ist die Totalintensität selbst durch Drehung des Magnetrons um  $180^\circ$  leicht zu ermitteln. An Hand der aus der Schar der Kennlinien abgeleiteten Beziehung zwischen Anodenstrom-, Magnetfeld- und Anodenspannungsänderung wird die Anwendung einer Rückkopplungsspule diskutiert, die vom Anodenstrom geeignet durchflossen wird. Die dadurch erzielte Erhöhung der Empfindlichkeit wird durch Versuche mit einer solchen Spule gezeigt. *Rössiger.*

**E. C. Holtzappel.** Report concerning the observation of the influence on the propagation of radio-waves of the sun eclipse of the 14th of January 1925 in the Dutch East Indies. Proc. Inst. Radio Eng. 15, 61—62, 1927, Nr. 1. Zwei javanische Stationen sendeten gleichzeitig von 03.00 bis 10.00 Greenwichzeit am 13., 14. und 15. Januar 1925 auf 15600, 7700 und 30 m. Der Empfang dieser Zeichen an anderen Stationen, auch solchen in der Totalitätszone, zeigte im allgemeinen keinen merklichen Einfluß der Sonnenfinsternis. Nur in zwei Fällen wird verstärkter Empfang als Reflexion an der Schattenzone gedeutet. *Bartels.*

**Greenleaf W. Pickard.** The correlation of radio reception with solar activity and terrestrial magnetism. Proc. Inst. Radio Eng. 15, 83—97, 1927, Nr. 2. Untersuchung längerer Reihen von Empfangsstärkemessungen. Verf. mißt seit Januar 1926 täglich zwischen 9 und 10 Uhr abends (Zeit des 75. Meridians) in Newton Centre (Mass.) die mittlere Empfangsstärke einer Rundfunkstation (Chicago WBBM, 225 m); die täglichen Werte werden auf konstanten Antennenstrom reduziert und für 1926 mitgeteilt. Der Empfang verschlechtert sich mit zunehmender erdmagnetischer Aktivität und Sonnenfleckenzahl; die 27-tägige Periode der Sonnenrotation erscheint auch in der Empfangsstärke. Die Verschlechterung der Empfangsbedingungen klingt langsamer ab als die entsprechenden magnetischen Störungserscheinungen (Mittel aus vier magnetischen Stürmen). Am empfindlichsten gegen erdmagnetische Störungen scheinen die Rundfunkwellenlängen (speziell 200 bis 300 m) zu sein; lange Wellen (Tageslichtweg) verhalten sich in gleichem Sinne, kurze Wellen (35 m, Nachtweg) werden dagegen durch magnetische Stürme begünstigt. Zu meteorologischen Elementen besteht anscheinend keine Beziehung. *Bartels.*

**T. Okada.** Magnetic storm of Jan. 27th, 1926, recorded at the Kakioka Magnetic Observatory, Japan. Geophys. Mag. Tokyo 1, 57—61, 1926, Nr. 2.

**S. Imamiti.** Magnetic storm of Oct. 14 to 17, 1926. Geophys. Mag. Tokyo 1, 102—103, 1927, Nr. 3. Beschreibungen und Reproduktionen der Störungskurven von Kakioka. Okada berichtet ferner über die Beobachtungen von anderen magnetischen Stationen, gleichzeitige Beobachtungen von Sonnenflecken, Polarlicht und Telegraphenstörungen. *Bartels.*

**S. Ono.** A new design of highly sensitive magnetic variometer. Geophys. Mag. Tokyo 1, 63—67, 1927, Nr. 3. Um  $D$  und  $H$  mit gleicher Genauigkeit



zu registrieren, werden zwei Horizontalvariometer der üblichen Form benutzt, wobei die eine Nadel nach Westen, die andere nach Osten durch Torsion um einen bekannten Winkel, z. B.  $45^\circ$  abgelenkt wird. Schwankungen von  $D$  und  $H$  überlagern sich also bei beiden Instrumenten in verschiedener Weise, so daß sie durch Kombination der beiden Registrierungen getrennt werden können. — Der Wagemagnet des  $Z$ -Variometers wird durch horizontale tordierte Quarzfäden gehalten.

*Bartels.*

**S. Kunitomi.** Note on the 27-day period of magnetic storm. *Geophys. Mag. Tokyo* 1, 76—80, 1927, Nr. 3. Betrachtungen über Perioden in den internationalen erdmagnetischen Charakterzahlen Januar—Juli 1907 und den Zusammenhang mit Sonnentätigkeit und -rotation.

*Bartels.*

**L. Vegard.** Luminessensen fra gaser i fast form og dens anvendelse til tydning av kosmiske fenomener. *Fysisk Tidsskr.* 24, 29—33, 1926, Nr. 1/2. Referat eines Vortrages, gehalten am 25. August 1925 vor der 3. nordischen Physikerversammlung in Oslo über: Die Lumineszenz der Gase im festen Zustande und ihre Anwendung zur Deutung kosmischer Erscheinungen. Der Vortrag ist im wesentlichen eine Übersicht über die Untersuchungen, die während der letzten Jahre ausgeführt worden sind, um die physikalischen Prozesse zu erklären, die während eines Nordlichtes sich in den höchsten Schichten der Atmosphäre abspielen.

*E. Krüger.*

**L. Vegard.** Luminescence from Solid Nitrogen, and the Auroral Spectrum. *Nature* 118, 801, 1926, Nr. 2979. Verf. wendet sich gegen McLennan und seine Mitarbeiter, welche einerseits seine Beobachtung bestätigt haben, daß die  $N_2$ -Bande des festen Stickstoffs aus einer Reihe von Komponenten besteht; andererseits den Schluß ziehen, daß wegen des Fehlens solcher Banden im Nordlichtspektrum in der Umgebung von  $\lambda$  5230 seine auf der Annahme fester Stickstoffpartikeln basierende Theorie des Nordlichtes unhaltbar ist. Es wird darauf hingewiesen, daß wegen der geringen Dispersion des seinerzeit beim Photographieren des Nordlichtspektrums verwendeten Spektrographen die  $N_2$ -Bande als Einzellinie erscheinen mußte. Auch die Identifizierung der Nordlichtlinie 5577 mit der von McLennan beobachteten Sauerstofflinie wird nicht anerkannt mit der Begründung, daß die zur Anregung der McLennanschen Linie notwendigen Bedingungen in den oberen Atmosphärenschichten nicht vorhanden sind und daß es McLennan nicht gelungen ist, das vollständige Nordlichtspektrum zu erhalten. Indessen ergaben die Versuche des Verf. mit festem Stickstoff das gesamte Nordlichtspektrum von Rot bis Ultraviolett. Hinsichtlich der Nordlichtlinie 5577 konnte gezeigt werden, daß die  $N_1$ -Bande entsprechend der Vegardschen Theorie mit Verkleinerung der Stickstoffpartikeln sich zusammenzieht und gleichzeitig verschiebt. Eine Neonschicht übt als solche auf die  $N_1$ -Bande keinen Einfluß aus; diffundieren aber die Stickstoffpartikel in das Neongas hinein, so nähert sich mit abnehmender Konzentration die  $N_1$ -Bande asymptotisch der Nordlichtlinie. Bei geringen Konzentrationen  $c$  ergab sich für die Lage der  $N_1$ -Bande:  $\lambda = 5577,56 - 0,8754 c$ .

*V. v. Keussler.*

**L. Vegard.** Spectrographic Observations of the Second. Green Line of the Auroral Spectrum. *Nature* 119, 349—350, 1927, Nr. 2992. Die in früheren Veröffentlichungen des Verf. erwähnte zweite grüne Linie des Nordlichtes bei  $\lambda$  5230, die so lichtschwach ist, daß für ihre Wellenlänge verschiedene Beobachter voneinander abweichende Werte gefunden haben, wird nun mit Hilfe eines lichtstarken Spektrographen mit weitem Spalt unter Verwendung eines besonders



geeigneten Plattensensibilisators photographiert. Die Linie erweist sich so breit, daß sie trotz der großen Spaltöffnung auf der Platte wesentlich breiter erscheint, als andere Linien (0,22 mm gegenüber 0,15 mm), woraus geschlossen wird, daß sie einer Liniengruppe entspricht. Da dies, wie auch McLennan bestätigt, bei der  $N_2$ -Linie des festen Stickstoffs ebenfalls der Fall ist, sieht Verf. darin eine Bestätigung seiner Theorie des Nordlichtspektrums. Wegen der geringen Dispersion des Spektrographen und der großen Spaltbreite konnten keine Wellenmessungen der einzelnen Komponenten durchgeführt werden. Die Grenzwellenlängen werden als  $\lambda\lambda$  5220 bis 5269, die Lage des Maximums wird als  $\lambda$  5238 angegeben. Letztere stimmt überein mit der stärksten Komponente  $\lambda\lambda$  5236 bis 5239 des Leuchtens von festem Stickstoff, wenn geringe Mengen festen Stickstoffs auf festes Edelgas kondensiert werden.

v. Keussler.

**P. Idrac und R. Bureau.** Expériences sur la propagation des ondes radiotélégraphiques en altitude. C. R. 184, 691—692, 1927, Nr. 11. Es wird beschrieben, wie mit Hilfe eines Registrierballons ein Sender für drahtlose Telegraphie in die Höhe gehoben wird, der, mit einer selbsttätigen Taste ausgerüstet, bestimmte Zeichen sendet. Die Versuche, bei denen vor und nach dem Aufstieg ein Sender am Boden auf derselben Welle tätig war, zeigen, daß von einem Netz von Empfängern teilweise die Zeichen der Bodenstation gehört und der Sender in der Luft nicht gehört wird, teilweise umgekehrt, zum Teil werden beide Signalarten gehört, zum Teil auch beide nicht gehört. Die Unterschiede zeigen sich sowohl bei Empfängern in Abständen von 10 bis 20 km und von 500 km. Der Ballon mit dem Sender hat bei einem Versuch eine Höhe von 13 bis 14 km sicher erreicht, d. h. er ist in die Stratosphäre eingedrungen. Weitere Untersuchungen über den Fragenkomplex mit derselben Methode werden in Aussicht gestellt.

Keil-Lindenbergl.

**P. N. Twerskoy.** L'émanation radioactive auprès de la surface du sol. Journ. of Geophys. and Meteorol. 3, 196—206, 1926, Nr. 3 4. (Text russisch, Auszug französisch.) 1924 und 1925 wurden im Observatorium in Pavlovsk Registrierungen des Emanationsgehaltes der Bodenluft durchgeführt. Die Ionisation durch Emanation beträgt danach im Mittel 385 Ionenp./cm<sup>3</sup> sec entsprechend einer Ionenzahl von 11300 Ionenp. cm<sup>3</sup>. Die Extreme der täglichen Mittelwerte sind 42 und 1543 Ionenp./cm<sup>3</sup> sec. Es zeigt sich eine jährliche Periode mit Maximum im März, Minimum im August und einer Amplitude von 88 Proz. des Mittelwertes. Für April—September ergibt sich eine sehr deutliche tägliche Periode mit einem Maximum gegen 2 Uhr und einem Minimum gegen 17 Uhr. Im Winter verschwindet die Periode. Ein geringer Zusammenhang besteht auch mit meteorologischen Faktoren (Bodenatmung). Die Arbeit wird fortgesetzt.

K. Büttner.

**O. Venske.** Über eine Fortführung der Rowlandschen Versuche. Bericht über die Tätigkeit des Preuß. Meteorologischen Instituts im Jahre 1926. Anhang S. 106—113, Berlin 1927. Die Frage, ob rotierende freie Elektrizität auf einen mitrotierenden Magneten eine Wirkung ausübt, ob also der beharrliche Magnetismus der Erde durch die Mitführung der im Erdinnern vorhandenen statischen Elektrizität erklärt werden kann, wird mittels der speziellen Relativitätstheorie theoretisch behandelt. Verf. findet, daß diese Erklärung des permanenten Anteils des Erdmagnetismus mit der Theorie in Einklang steht, und gibt eine Apparatur an, die auch die experimentelle Prüfung der Frage ermöglichen würde.

R. Bock.

Annales de l'institut de physique du globe de l'Université de Paris et du Bureau central de magnétisme terrestre. IV. u. 162 S. Paris, Verlag Les presses universitaires de France. 1926. Enthält die Ergebnisse der magnetischen Beobachtungen des Jahres 1924 in Val-Joyeux und Nantes und eine Reihe von Landesvermessungen; ferner Berichte der meteorologischen und seismologischen Beobachtungen, sowie der Strahlungsmessungen im Parc Saint-Maur. Die Deklination in Französisch-Sudan und in Syrien wird in zwei Arbeiten behandelt, es werden die Werte vieler Stationen für die Epoche 1926,0 mitgeteilt. Eine weitere Abhandlung berichtet über Messungen der atmosphärischen Elektrizität an Bord des „Pourquoi-pas“ im Nördlichen Eismeer und auf Jan Mayen aus dem Jahre 1924. Ferner werden magnetische Messungen am Ätna kritisch besprochen. Der Verf. dieser Arbeit, R. Chevallier, kommt zu dem Schluß, daß die Magnetisierung des Berges die normale Deklination der Umgebung ( $6,4^{\circ}$  W) um  $\pm 0,35^{\circ}$  fälscht. Dieses Ergebnis stimmt mit der Berechnung des störenden Feldes aus der bekannten Magnetisierung der Lava überein. R. Bock.

**W. Milch.** Über die Extinktion der langwelligen und der kurzwelligen Sonnenstrahlung in der Atmosphäre der Erde. Gerlands Beitr. 16, 66–107, 1927, Nr. 1/2.

**W. Milch.** Zur Theorie der Himmelshelligkeit. Meteorol. ZS. 44, 201–212, 1927, Nr. 6. In gründlicher, kritischer Weise werden die Zusammenhänge zwischen dem Extinktionskoeffizienten und dem von Linke eingeführten Trübungsfaktor  $T$  für die Gesamtstrahlung ( $G_m$ ), die Rotstrahlung ( $R_m$ ) und für die durch  $G_m - R_m$  definierte kurzwellige Strahlung ( $K_m$ ) —  $m$  = Luftmasse — gegeben. Verf. gibt ferner zwei graphische Methoden zur Gewinnung des  $T$  und diskutiert dessen Abhängigkeit von den atmosphärischen Verhältnissen. Von früher her bekannt war die enge Beziehung des  $T$  zu der ein gutes Maß für den Kondensationszustand der Atmosphäre gebenden Bewölkungsgröße. Überraschend ist eine negative Abhängigkeit des  $T$  von der relativen Feuchtigkeit als auch vom Dunst, solange er nicht zu groß ist. Hinsichtlich ersterer Beziehung wird auf Fälle hingewiesen, wo sich die relative Feuchtigkeit unten und in höherer Schicht völlig verschieden verhalten, hinsichtlich letzterer auf die fälschliche Erniedrigung des  $T$  durch den Einfluß der sonnennahen Himmelsstrahlung. Da definitionsgemäß jedes  $T$  auf die seinem Spektralbezirk entsprechende Molekularextinktion als Einheit bezogen wird, lassen sich die  $T_G$ ,  $T_R$  und  $T_K$  nicht direkt miteinander vergleichen. Die Umformung der Gleichungen ergibt aber ein sehr anschauliches Bild der lichtschwächenden Wirkung der verschiedenen Faktoren im Vergleich zur Wirkung der Molekulardiffusion in den verschiedenen Bezirken. Schließlich wird die Realität der Schwankungen des  $T$  (genügende Unabhängigkeit von  $m$ ) erwiesen. — Ausgehend von einer von F. M. Exner angegebenen Formel für die Beleuchtung der horizontalen Fläche durch das diffuse Himmelslicht, die wegen Vernachlässigung der Extinktion bei hoher Trübung nicht anwendbar ist, gibt Verf. die für die Erfassung der Zusammenhänge zwischen  $T$  und Sonnenhöhe ( $h_0$ ) einer- und Himmelshelligkeit ( $H$ ) andererseits notwendigen mathematischen Ansätze und zeigt, welchen Weg man künftig zum Vergleich zwischen Theorie und Beobachtung zu gehen hat. Von besonderer Wichtigkeit erscheint dem Verf. eine jedenfalls angenähert richtige Schätzung der der sekundären Diffusion zukommenden Bedeutung. Da die sekundäre Molekulardiffusion das Intensitätsmaximum stark ins kurzwellige Gebiet verschieben müsse (s. dazu ZS. f. Geophys. 1, 115f.), wäre nach Milch die sekundäre Diffusion an der Himmelshelligkeit um so mehr beteiligt, je weiter sich  $T_V$  ( $V$  = visuelles Licht) vom Wert 1 entfernt. Ein Vergleich zwischen Theorie und Beobachtung schien diesen Schluß zu bestätigen.

Ungünstiger fiel der Vergleich hinsichtlich der Beziehung zwischen  $H$  und  $h_{\odot}$  aus, wie Verf. vermutet, wegen falscher Voraussetzung der Anwendbarkeit des nur für kleinste Teilchen geltenden, symmetrisch gebauten Rayleighschen Zerstreuungsgesetzes (s. hier unter anderen Blumer, ZS. f. Phys. 32, 38 und 39, 1925).

*Chr. Jensen.*

**W. Kartschagin und M. Sweschnikowa.** Über den Tagesgang der Sonnenstrahlung und der vom Zenit kommenden zerstreuten Himmelsstrahlung. Gerlands Beitr. 16, 54—65, 1927, Nr. 1/2. Die Ergebnisse dieser Beobachtungen, deren Ausführung einem Teil eines allgemeinen Planes der wissenschaftlichen Zentralkommission der Hauptkurverwaltung (s. Meteorol. ZS. 1925, S. 228—231, wo auch der benutzten Apparatur des lichtelektrischen Photometers nebst Zubehör und des Wilsonschen Kipp-Elektrometers gedacht ist) entspricht, dürfen wohl vom klimatologischen Gesichtspunkte aus einiges Interesse beanspruchen, d. h. vor allem, soweit die Änderung der untersuchten Spektralgebiete im Laufe des Tages in Frage kommt. Ein Vergleich mit den Ergebnissen anderer Messungen, z. B. mit den grundlegenden Dornoschen Untersuchungen, ist aber leider äußerst erschwert bzw. geradezu unmöglich gemacht, weil verschiedene wichtige Angaben fehlen. So vermißt man, um nur ein Moment herauszugreifen, vor allem eine Angabe über den Öffnungswinkel des Apparates, wovon natürlich in hohem Grade die von den Verf. diskutierte Beziehung zwischen der Intensität der Sonnen- und der Himmelsstrahlung abhängt. Aus brieflichen, seine umfangreichen Untersuchungen über die Verlagerung des optischen Schwerpunktes der Filter bei Änderung der Sonnenhöhe und die Gestalt der Empfindlichkeitskurve der Kaliumzelle behandelnden Mitteilungen Dornos muß sich auch die große Breite der von den Verf. angegebenen Durchlässigkeitsgebiete äußerst ungünstig auswirken. Physikalisch läßt sich auch deswegen mit den Ergebnissen wenig anfangen, weil die jedenfalls größtenteils in eine äußerst ungünstige Zeit (siehe Meteorol. ZS. 1925, S. 229) hineinfallenden Messungen — von völlig oder nahezu völlig bedecktem Himmel abgesehen, wo die Beobachtungen natürlich abgebrochen werden mußten — auf etwa vorhandene Bewölkung keine Rücksicht nehmen.

*Chr. Jensen.*

**P. Lambert, G. Déjardin et D. Chalonge.** L'extrémité ultra-violette du spectre solaire et la couche d'ozone de la haute atmosphère. Bull. Observat. Lyon 9, 45—55, 1927, Januar. Die Verf. haben im Jahre 1924 auf dem Mont-Blanc-Observatorium Aufnahmen des ultravioletten Sonnenspektrums gemacht zur genauen Untersuchung der atmosphärischen Ozonbanden im Gebiete von 3000 bis 3500 Å und zur Bestimmung der Höhe der Ozonschicht. Nachdem in der Zwischenzeit mit einem eigens dazu gebauten lichtelektrischen Photometer die Platten ausgewertet worden sind, wird ausführlich über die Ergebnisse berichtet. Das Instrumentarium weicht von dem üblichen (bei Fabry, Dobson, Cabannes) ab: Ein Konkavgitter erzeugt ein Spektrum von 8,6 Å/mm Dispersion; das Licht wird vorher in exakt meßbarer Weise durch zwei Polarisationsprismen abgeschwächt. Durch vier Aufnahmen bei gleicher Sonnenintensität (mittags), aber verschiedener Prismenstellung auf dieselbe Platte ist deren Eichung gegeben. Eine Ausmessung (auf 1 bis 2 Å genau) der Lage von etwa 50 Absorptionsmaxima bzw. Minima zwischen 3000 und 3500 Å ergibt eine gute Übereinstimmung mit den im Laboratorium von Fowler und Strutt bzw. Dutheil am Ozon gemessenen Banden, etwa zehn Maxima kommen neu hinzu. Da das Ozon nicht gleichmäßig in der Atmosphäre verteilt ist, vielmehr sich in einer gewissen Höhe gehäuft befindet, so ist auch für niedere Sonnenstände der Zusammenhang von optischer Dichte der Atmosphäre und der durchlaufenen Luftmasse für irgend eine Wellenlänge nicht mehr linear (infolge der Erdkrümmung). Cabannes



und Dufay bestimmten die Höhe der Ozonschicht zu 45 km. Dabei maßen sie die Himmelselligkeit im Zenit bei verschiedener Sonnenhöhe, nahmen also an, daß die Schicht oberhalb der streuenden Atmosphäre liege. In der reinen Luft des Mont Blanc konnten die Verff. auch bei niedrigem Sonnenstand die Ozonabsorption bestimmen und so die Annahme von Cabannes und Dufay prüfen. Verff. erhielten (nach den Formeln von Cabannes und Dufay berechnet) eine Höhe der Schicht von 45 km und eine Dichte von 0,3 cm Hg-Äquivalent in guter Übereinstimmung mit den anderen Arbeiten. *K. Büttner.*

**G. M. B. Dobson, D. N. Harrison and J. Lawrence.** Measurements of the Amount of Ozone in the Earth's Atmosphere and its Relation to other Geophysical Conditions. Part II. Proc. Roy. Soc. London (A) 114, 521—541, 1927, Nr. 768. Die Gesamtmasse des Ozons in der Atmosphäre wird gemessen durch die Absorption, die das Sonnenlicht durch die ultravioletten Banden des  $O_3$  erleidet. In einer früheren Arbeit [Proc. Roy. Soc. London (A) 110, 660—693, 1926; referiert diese Ber. 7, 1620, 1926] wurde eine hierzu geeignete Apparatur beschrieben, deren wesentliche Bestandteile ein Quarzspektrograph und die Instrumente zur Eichung und Ausmessung der Platten sind. 1925 damit in Oxford angestellte Messungen wurden beschrieben. 1926 wurde mit gleichgebauten Instrumenten gemessen in Oxford, Valencia (Südwest-Irland), Lerwick (Shetland-Inseln), Abisko (Nord-Skandinavien), Lindenberg bei Berlin, Arosa (Südost-Schweiz); geplant sind Beobachtungen in Chile. Messungen in Oxford und Arosa ergeben zunächst, daß das für die  $O_3$ -Bestimmungen wichtige Intensitätsverhältnis zweier um etwa 200 Å auseinanderliegenden Linien im außerterrestrischen Sonnenspektrum weitgehend konstant ist. Die an den sieben Stationen erhaltenen zahlreichen Messungen erlauben folgende geophysikalische Schlüsse: Der Ozongehalt (im Mittel etwa 0,3 cm Hg) zeigt eine jährliche Periode mit einem Minimum im Herbst. Ein Zusammenhang mit dem Erdmagnetismus ist angedeutet, ein solcher mit den Sonnenflecken sehr schwach (teils gleich-, teils gegensinniger Verlauf). Sehr deutlich zeigt sich ein Zusammenhang mit atmosphärischen Bedingungen. Hohe Ozonwerte treten auf in Zyklonen, niedere in Antizyklonen, was sowohl aus Messungen an einem Ort wie aus gleichzeitigen an verschiedenen hervorgeht. Sehr hoch sind die Korrelationen zwischen Ozonmenge und dem Druck in der Stratosphäre bzw. der Temperatur dort. Die Erklärung dieser Tatsachen bereitet Schwierigkeiten, da nach den Messungen von Cabannes und Dufay (s. das folgende Referat) die Hauptmasse des Ozons sich in einer Höhe von 50 km befindet. Verff. nehmen an, daß es eine zweite, tiefer gelegene Schicht gibt, in die das  $O_3$  durch seine Schwere heruntersinkt und die an den atmosphärischen Vorgängen teilnimmt. *K. Büttner.*

**J. Cabannes et J. Dufay.** Mesure de l'altitude et de l'épaisseur de la couche d'ozone dans l'atmosphère. Journ. de phys. et le Radium (6) 8, 125—152, 1927, Nr. 3. Aus den grundlegenden Versuchen von Fabry und Buisson über die Absorption des Sonnenlichtes durch die ultravioletten Banden des Ozons hatte sich eine Gesamtmasse  $O_3$  von 0,3 cm Hg ergeben. Chemische Bestimmungen und Durchlässigkeitsmessungen mit künstlichen Lichtquellen ergaben, daß bis zur Höhe von 5000 m sich nur  $\frac{1}{55}$  von dieser Menge befindet. Aus Messungen am Dämmerungshimmel schlossen Verff., daß das Ozon sich oberhalb der lichtstreuenden Luft befinden muß. Zu den vorliegenden Bestimmungen der Höhe der Schicht werden statt der sonst benutzten Banden nahe 3000 Å, die bei tieferen Sonnenständen völlig verschwinden, die sogenannten Hugginsbanden (3050 bis 3400 Å) verwandt. Ad hoc durchgeführte Neubestim-



mungen von deren Lichtdurchlässigkeit (J. und M. Dutheil, Journ. de phys. 7, 314—316, 1926, Nr. 12) ergaben Übereinstimmung zwischen Laboratorium und freier Atmosphäre. Eine Verallgemeinerung des Gesetzes von Bouguer mit Berücksichtigung der Erdkrümmung zeigt, daß sich aus der Stärke der Ozon-Absorption bei drei verschiedenen (zum Teil tiefen) Sonnenständen die Höhe der Schicht errechnen läßt. Wegen der zahlreichen möglichen Störungen wird nicht vor Sonne selbst, sondern mit der Helligkeit im Zenit gemessen; es handelt sich also um Sonnenlicht, das erst durch das Ozon teilweise absorbiert und dann in der tieferen Atmosphäre gestreut ist. Zur Messung diente ein Quarzspektrograph mit einer Auflösung von 15 bis 20 Å/mm und ein besonderes Verfahren zur Eichung der Platte (vier gleichzeitige, in bekannter Weise verschieden geschwächte Aufnahmen auf derselben Platte). Messungen der Zenithelligkeit bei verschiedenen Sonnenhöhen ergeben gute Übereinstimmung mit der Theorie von V. King; die spektrale Energieverteilung ändert sich — abgesehen vom Ozongebiet — nur wenig im Laufe des Tages. Zwei Verfahren zur Bestimmung der Höhe der Ozonschicht werden beschrieben: 1. Messung im Zenit bei drei möglichst verschiedenen Sonnenständen ergibt die Höhe, ohne daß Kenntnis der Dichte der Schicht oder der  $O_3$ -Absorptionskoeffizienten nötig ist. Als Fehlerquelle ist allein wesentlich (allerdings sehr erheblich!) eine Änderung der Dichte der Schicht während der Meßreihe. 2. Bei genauer Kenntnis der Absorptionskoeffizienten Messung bei drei nahen, möglichst niedrigen Sonnenständen ergibt Höhe und Dichte der Schicht. Die so gemessenen Höhen liegen zwischen 45 und 50 km.

K. Büttner.

**Otto Hoelper.** Über die Intensitätsverteilung im ultravioletten Sonnenspektrum. ZS. f. Geophys. 3, 184—195, 1927, Nr. 4. Zur Untersuchung des Sonnenspektrums unterhalb 320 m $\mu$  dient ein eigens gebauter handlicher Quarzspektrograph (1,4 m $\mu$ /mm Dispersion), zur Bestimmung der Schwärzung der photographischen Platten ein registrierendes Mikrophotometer (ohne Kompensationseinrichtung). Während 6 Monaten wurden Aufnahmen in Riezlern im Allgäu (1150 m) gemacht. Die von Dorno registrierte Schwankung der Endwellenlänge im Sonnenspektrum wurde quantitativ bestätigt, auch hinsichtlich des täglichen und jährlichen Ganges. Spektra gleicher Endwellenlänge zeigen eine sehr beachtliche Übereinstimmung in der Intensitätsverteilung, auch bei verschiedenen Werten der absoluten Intensität. Die Aufnahmen wurden fast alle an klaren Tagen gemacht, kleine Trübungen ändern das Bild beträchtlich. Der Abbruch des Spektrums und die Schwankungen in der Intensitätsverteilung sind nach Ansicht des Verf. nur zum Teil auf die Wirkung des Ozons zurückzuführen, zum Teil auf den Einfluß von Dunstpartikeln, die kurze Wellen stärker beeinflussen als längere. Dies soll auch die von Dobson gefundene Parallelität von Luftdruck und „Ozongehalt“ erklären, ebenso den täglichen und jährlichen Gang der Endwellenlänge.

K. Büttner.

**Ch. Gallissot et E. Bellemin.** L'observation des accidents optiques de l'atmosphère. L'altitude des stries, signe précurseur du temps. Journ. de phys. et le Radium (6) 8, 29—50, 1927, Nr. 1. Die Verff. suchten durch etwa fünfjährige Messungen die Beziehungen zwischen der Höhenlage der die Stern-Szintillation und verwandte Erscheinungen verursachenden Luftschlieren und den sonstigen Witterungsverhältnissen festzulegen. Der bei der Toepler'schen Methode zur Arretierung der regulären Strahlen verwandte undurchsichtige Schirm wurde wegen der engen Begrenzung der Lichtquelle bei den Sternen, wie aus der Arbeit ersen werden muß, durch ein Fresnelsches Biprisma ersetzt.

Die Art, wie sich die Schlieren im Apparat zu erkennen gaben, war sehr verschieden und mit dem atmosphärischen Zustand wechselnd. Besondere Aufmerksamkeit wurde den mit Deformationen der störenden Schicht und mit Bewegungen der sie bildenden Elemente in Verbindung gebrachten sogenannten fliegenden Schatten entgegengebracht. Wenn diese in Gestalt paralleler dunkler Streifen erschienen, ließen sich aus der mittels besonderer Meßvorrichtungen abzuschätzenden Änderung ihrer Breite und der Amplitude ihrer oszillatorischen Bewegungen Schlüsse auf die Entfernung der Schlieren und damit auf die Höhenlage der störenden Schicht ziehen. Da aber diese Methode nur bei besonderen atmosphärischen Verhältnissen anwendbar war, gingen Gallissot und Bellemín zu Höhenschätzungen aus der Bestimmung der Stern-Zenitdistanz über, bei welcher die chromatische Szintillation gerade merkbar wurde. Zu dem Ende mußte vorher unter gewissen, aus der Arbeit zu ersehenden Annahmen aus gleichzeitigen Bestimmungen des Beginnes der chromatischen Szintillation und der Höhenlage nach der ersten Methode die Größe der für eben wahrnehmbare Szintillation nötigen Trennung zwischen blauen und roten Strahlen bestimmt werden. Diese Untersuchungen führten die Verff. zum Ergebnis einer gestörten Schicht von großer horizontaler Erstreckung, deren wechselnde Höhenlage (besonders empfindliches Reagens zwischen 2500 und 4500 m) eine ihnen selber noch ganz unerklärliche innige Beziehung zur künftigen Witterung (Prognose auf 10 bis 16 Tage?) aufwies.

*Chr. Jensen.*

**H. Thomas.** Ein neuer Wolkenspiegel. *Meteorol. ZS.* **44**, 232, 1927, Nr. 6. Der bisher allgemein übliche plane Wolkenspiegel wird durch einen Hohlspiegel ersetzt, in dessen Brennebene ein Fadenkreuz als Windrose angebracht ist. Diese Anordnung hat den Vorzug, daß das Wolkenbild unabhängig von den Augenbewegungen des Beobachters ist und daß bei der Bestimmung der relativen Wolkungsgeschwindigkeit die Lage des Auges in bezug auf den Spiegel nicht in die Formel eingeht.

*Kähler.*

**K. Kähler.** Über die Helligkeit nach Sonnenuntergang. *Meteorol. ZS.* **44**, 212—217, 1927, Nr. 6. Es wurden an 30 Abenden der Monate Oktober bis Dezember Messungen der Orthsichtigkeit (des Oberlichtes) mit dem Weber-photometer in der Zeit von Sonnenuntergang bis zum Ende der bürgerlichen Dämmerung ausgeführt. Die Helligkeit bei  $0^{\circ}$  scheinbarer Sonnenhöhe schwankt in den Grenzen 450 und 43 Lux (Meterkerzen), bei der Sonnenhöhe  $-1^{\circ}$  zwischen 285 und 27, bei  $-2^{\circ}$  zwischen 133 und 10, bei  $-3^{\circ}$  zwischen 51 und 4, bei  $-4^{\circ}$  zwischen 17 und 1,2, bei  $-5^{\circ}$  zwischen 5,7 und etwa 0,3 Lux. Die höchsten Werte treten ein bei wolkenlosem Wetter, die tiefsten an dunklen Regentagen. Am hellsten Tage Mitte Dezember trat der Wert 1 Lux etwa 57 Minuten, am dunkelsten Tage dagegen schon 35 Minuten nach Sonnenuntergang ein. Diese Meßergebnisse sind wichtig für die Abendbeleuchtung der Städte, weil sie zeigen, daß unter Umständen von einem Abend zum anderen die Eintrittszeit der kritischen Helligkeit, d. h. der Helligkeit, bei der die Straße zu dunkel ist und bei der daher die Abendbeleuchtung auf jeden Fall in Gang sein müßte, um mehr als 20 Minuten schwanken kann.

*Kähler.*

**J. Koenigsberger.** Bemerkung über geothermische Messungen in Bohrungen. *ZS. d. intern. Bohrtechn.-Verb.* **35**, März 1927, Nr. 6. Der Verf. bringt einige Bemerkungen über die Ausführung von Messungen der geothermischen Tiefenstufe in Bohrlöchern und über die Ursachen lokaler Änderungen derselben. Verschiedene Gesteine haben verschiedene Wärmeleitfähigkeit, als Wärmequelle kommen chemische Umsetzungen in Betracht (dagegen kaum radioaktive Vor-

gänge, deren lokaler Einfluß zu gering ist), Wasserläufe und Sickerwässer wirken stark auf die geothermische Tiefenstufe ein, auch können „fossile Wärme- und Kältereste früherer Zeiten“ anormale Temperaturgradienten verursachen.

*K. Jung.*

**A. Ångström.** Atmosfärens värmehushållning å skilda latituder. Fysisk Tidsskr. 24, 34—36, 1926, Nr. 1/2. Referat eines Vortrages, gehalten am 25. August 1925 vor der 3. nordischen Physikerversammlung in Oslo. Eine ausführliche Darstellung des Vortrages findet sich in Vetenskapskadem. Arkiv för mathem., astr. och fysik.: Evaporation and precipitation at various latitudes and the horizontal eddy convectivity of the atmosphere, B. 19 A, Nr. 20. *E. Krüger.*

**Karl Müller.** Studien an Mondphotographien. Mit einer Übersichtskarte. 41 S. Leipzig, Verlag von Johann Ambrosius Barth, 1927. Der Verf. hat alle ihm zugänglichen Photographien des Mondes systematisch mit allen ihm erreichbaren Mondkarten verglichen und für einige Gegenden, wo sich besonders starke Unterschiede in den verschiedenen Kartendarstellungen finden, diese Unterschiede aufzeigt. *Scheel.*

**Robert W. Lawson.** Residual ionisation in closed vessels. Nature 117, 235, 1926, Nr. 2937. Den kleinsten Wert der Ionisation in einem geschlossenen Gefäß maßen bisher McLennan und Murray über dem Lake Ontario mit einer Ionisierungskammer aus Eis. Sie erhielten 2,6 Ionenpaare pro Kubikzentimeter und Sekunde. Es scheint jedoch nicht bemerkt worden zu sein, daß K. Bergwitz (Elster-Geitel-Festschrift 1915, S. 585) Versuche in Steinsalzbergwerken in Deutschland angestellt hat und den außerordentlich kleinen Wert  $q = 0,8$  fand. Die Restionisation ist von Interesse in Verbindung mit den Schätzungen über den Beitrag der durchdringenden Höhenstrahlen zur atmosphärischen Ionisation. Dabei ist die Veröffentlichung von Bergwitz bisher noch nicht berücksichtigt worden. *Güntherschulze.*

**Franz Béhounek.** Über die Verhältnisse der Radioaktivität im Uranpecherzbergbaurevier von St. Joachimsthal in Böhmen. Phys. ZS. 28, 333—342, 1927, Nr. 9. Es werden systematische, über 2 Jahre erstreckte Messungen der Radioaktivität der Quellwasser, der Atmosphäre, der Boden- und Grubenluft in der Nähe der Lagerstätten der Pechblende in St. Joachimsthal in Cechien mitgeteilt. Ein Auszug aus den vielerlei Angaben erscheint nicht möglich und muß diesbezüglich auf das Original verwiesen werden. *K. W. F. Kohlrausch.*

**Monroe B. Snyder.** Universal atomic volcanism and the Millikan cosmic rays. Proc. Amer. Phil. Soc. 65, 161—169, 1926, Nr. 3. Der Verf., der offenbar unter dem Einfluß der reklamehaften Mitteilungen der amerikanischen Tagespresse und des „Science News Service“ kritiklos annimmt, daß die kosmische Höhenstrahlung von Millikan entdeckt worden sei, erklärt, daß die Existenz dieser Strahlung von ihm selbst (Snyder) schon 1905 vorausgesagt worden sei, als er die Hypothese aufstellte, daß im Weltall radioaktive Umwandlungen von ganz anderer Größenordnung aufträten, als bei den irdischen radioaktiven Substanzen. Er nennt diese Erscheinungen Atom-Vulkanismus und knüpft nun daran rein spekulativ ein ganzes Gebäude von Folgerungen, auf das näher einzugehen hier nicht möglich ist. Sein Ergebnis ist, daß er glaubt, daß die durchdringendste Komponente der Höhenstrahlung (Ultra- $\gamma$ -Strahlung) von einem hypothetischen Element mit der Atomnummer 143 herrühre (Massenabsorptionskoeffizient  $0,18 \text{ m}^{-1}$ ) und daß andere stellare hypothetische Elemente mit Atomnummern



bis herunter zu 129 die etwas weniger durchdringenden Ultra- $\gamma$ -Strahlen mit Massenabsorptionskoeffizienten bis  $0,30 \text{ m}^{-1}$  hervorrufen. Alle diese Strahlen seien charakteristische Strahlen der *K*-Serie dieser hypothetischen Elemente, deren Umwandlung so radikal erfolge, daß jedesmal 46 Wasserstoffkerne abgeschleudert würden! Dem Uran schreibt der Verf. die Atomnummer 96 zu. Verf. hofft, mit Hilfe der Millikanschen Registrierelektrometer sogar Erdbeben voraussagen zu können (!).

V. F. Hess.

**Monroe B. Snyder.** Universal atomic volcanism and the ultimate atom. Proc. Amer. Phil. Soc. **65**, 170–182, 1926, Nr. 3. Verf. sucht zu einer oberen Grenze der Atomnummer im System der Elemente zu gelangen. Während Bohr die Zahl 137 für die höchstmögliche (theoretische) Atomnummer hält, erklärt Verf., daß ein Element der Atomnummer 143, das hypothetische „Ultine“, wahrscheinlich noch im Kosmos existiere. Er führt hierfür verschiedene indirekte Beweggründe an, auf die hier einzugehen nicht möglich ist (s. auch vorstehendes Referat).

V. F. Hess.

**Monroe B. Snyder.** Prediction of the spectrum of the cosmic rays. Proc. Amer. Phil. Soc. **65**, 379–380, 1926, Nr. 4. Der Verf. vertritt die Ansicht, daß die Höhenstrahlung eine charakteristische Strahlung der *K*-Serie gewisser hypothetischer Elemente hoher Ordnungszahl sei, die im Kosmos vorkommen. Unter der Annahme, daß die Absorptionskoeffizienten des kurzwelligen Endes der *K*-Serie jedes dieser Elemente der fünften Potenz der Ordnungszahl verkehrt proportional sind, berechnet er für die Elemente der Ordnungszahl 143 bis 106 Massenabsorptionskoeffizienten von  $0,1791$  bis  $0,8001 \text{ m}^{-1}$ . Da die erstgenannte Ziffer mit dem von Millikan 1926 angegebenen Massenabsorptionskoeffizienten der Höhenstrahlung ( $0,18 \text{ m}^{-1}$ ) fast zusammenfällt, so hält Verf. es für wahrscheinlich, daß dieser härteste Bestandteil der Höhenstrahlung vom Zerfall des hypothetischen Elementes von der Ordnungszahl 143 her komme. Die weicheen Komponenten mit Absorptionskoeffizienten bis  $0,30 \text{ m}^{-1}$  sollten von Elementen der Ordnungszahlen bis zu 129 herab herrühren. Da auf Bergen ein größerer Prozentsatz noch weicherer Strahlen in der genannten Höhenstrahlung zu erwarten ist, gibt Verf. schon im voraus die Massenabsorptionskoeffizienten der Strahlen an, die den Elementen der Ordnungszahl 129 bis 106 zukommen und hofft auf deren Verifizierung bei der projektierten Bolivia-Expedition Millikans. (Verf. überschätzt wohl sehr die erreichbare Genauigkeit der Absorptionskoeffizienten der Höhenstrahlung, wenn er der Übereinstimmung mit den von ihm berechneten Werten irgendwelche Bedeutung beimißt. Der Ref.)

V. F. Hess.

**W. F. G. Swann.** An attempt to detect a corpuscular radiation of cosmic origin. Journ. Frankl. Inst. **203**, 11–34, 1927, Nr. 1. Verf. hat mit großen experimentellen Mitteln nochmals versucht, eine etwa von der Sonne zur Erde kommende Elektronenstrahlung nachzuweisen, wie sie zur Aufrechterhaltung der negativen Erdladung eigentlich postuliert werden muß (Grundproblem der atmosphärischen Elektrizität). Es sei gleich vorweg gesagt, daß auch dieser in Kew (England) und in Trondhjem (Norwegen) unternommene Versuch negativ ausgefallen ist. Die Versuchsanordnung bestand in einer überaus empfindlichen Differentialmethode: zwei hohle Kupfergefäße waren innerhalb zweier etwas weiteren konzentrisch angeordneten Kupferzylinder gestellt und mit dem einen Quadrantenpaar eines Swannschen Elektrometers (Empfindlichkeit 5000 mm pro Volt) verbunden. Die beiden Außengefäße waren auf entgegengesetzt gleiches Potential ( $\pm 250$  Volt) geladen, so daß die Ionisationsströme im Zwischenraum



zwischen den beiden Zylinderpaaren sich genau zu Null kompensierten. Wird nun der eine der beiden Hohlzylinder mit einem Kupferblock (56 kg) ausgefüllt, so wäre zu erwarten, daß ein Teil der kosmischen Elektronen, die mit nahezu Lichtgeschwindigkeit von oben einfallen, in der Kupfermasse absorbiert wird und daher eine negative Aufladung des Systems eintritt. Die experimentelle Ausführung dieser Methode war aufs höchste verfeinert. Die Swannsche Anordnung schließt unter anderem jeden Einfluß etwaiger Spannungsschwankungen der Batterien völlig aus. Durch eine mechanische Hebevorrichtung konnte der Kupferblock abwechselnd in den linken und in den rechten Hohlzylinder eingeführt werden. Nachdem frühere Versuche von Swann (1915) in Minnesota und von Schweidler (1918) in Innsbruck, den negativen Zustrom von Elektronen nachzuweisen, ergebnislos geblieben waren, brachte Swann die oben beschriebene Apparatur von Amerika nach England und dann nach Norwegen, da es immerhin viel aussichtsreicher erschien, den genannten Effekt in einer Gegend zu suchen, wo Polarlicht häufig ist. Die definitiven Versuche wurden in ebenerdigen, nur mit dünnem Dach versehenen Hütten ausgeführt, welche, zu anderen Versuchszwecken errichtet, von der Hochschule Trondhjem zur Verfügung gestellt waren. Die im Juli und August 1925 in Kew und in Trondhjem bei sehr verschiedenen Wetterlagen ausgeführten Versuche ergaben äußerst geringe Ladungseffekte, meist jedoch von positivem Vorzeichen. Die mittlere Größe der gefundenen Aufladung des Systems pro Zeiteinheit entspricht nur etwa 1,5 Proz. des zur Aufrechterhaltung der Erdladung nötigen Zustroms und ist also von entgegengesetztem Vorzeichen, wie dieser gesuchte Elektronenstrom. Es ist nicht undenkbar, daß dieser gesuchte Ladungseffekt teilweise überdeckt wird durch die Auslösung von sekundären Elektronen in der Kupfermasse und deren Umgebung von seiten der Höhenstrahlung (Ultra- $\gamma$ -Strahlung). H. Benndorf (Phys. ZS. 26, 81, 1925) hat ja rechnerisch gezeigt, daß je nach dem durchstrahlten Material auch unter Umständen positive Aufladungen isolierter Körper eintreten können, worauf der Verf. hinweist.

V. F. Hess.

**Franco Rasetti.** Il problema dell'elettricità terrestre e la radiazione penetrante. Nuovo Cim. (N. S.) 3, CXXXV—CXL, 1926, Nr. 8. Eine Übersicht über den gegenwärtigen Stand der ungelösten Probleme der atmosphärischen Elektrizität, wie Aufrechterhaltung der negativen Erdladung trotz des positiven Vertikalstromes, Ursprung und Eigenschaften der Höhenstrahlung (Ultra- $\gamma$ -Strahlung) usw.

V. F. Hess.

**Konrad Büttner.** Der kosmische Ursprung der Intensitätsschwankungen der durchdringenden Höhenstrahlung. Göttinger Nachr. 1926. S. 285—286, Nr. 3. Verf. hat im Sommer 1926 am Guslarferner in den Ötztaler Alpen und am Jungfraujoch (Berner Oberland) in 2800 bzw. 3500 m Seehöhe die von Kolhörster am letztgenannten Ort zuerst aufgedene tägliche Periode der Höhenstrahlung bestätigt. Die Maxima fielen (etwa Anfang September) auf 2 Uhr, 9 Uhr vormittags und 5 Uhr nachmittags. Durch Messungen auf der Zugspitze (2830 m, Wettersteingrat) gemeinsam mit W. Feld gelang es nun dem Verf. zu zeigen, daß die bei kosmischer Herkunft der Höhenstrahlung zu erwartende sternzeitliche Verschiebung der Maxima tatsächlich eintritt: Anfang März 1927 fielen die Maxima auf 5 Uhr vormittags, 2 Uhr und 9 Uhr nachmittags. Die Amplitude der Tagesschwankung betrug auf der Zugspitze 0,5 J, d. h. etwa 8 Proz. der Gesamtintensität der Höhenstrahlung daselbst.

V. F. Hess.

## Geophysikalische Berichte.

**B. Gutenberg.** Lehrbuch der Geophysik. Lieferung 4. Bogen 39 bis 50, S. 609—796. Berlin, Verlag von Gebrüder Borntraeger, 1927. Inhalt: Die Verwendung von elastischen Wellen zur Erforschung der obersten Erdschichten (Ende); von B. Gutenberg. Aufbau der Atmosphäre; von L. Weickmann. Optik der Atmosphäre. A. Atmosphärische Strahlungsvorgänge mit besonderer Berücksichtigung ihrer Abhängigkeit von der Lufttrübung; von Franz Linke. B. Atmosphärische Strahlenbrechung, optische Erscheinungen in Wolken; von Alfred Wegener. Die elektrischen Vorgänge in der Atmosphäre; von H. Benndorf.

*Scheel.*

**G. Angenheister.** Erdmagnetische Messungen. Handb. d. Phys. XVI, 764—795, 1927.

*Scheel.*

**C. A. Heiland.** Geophysical Methods as applied to prospecting for oil and gas. S.-A. The Oil and Gas Journ. 1926, 22. Juli und 5. August. Zunächst wird die Frage behandelt, inwieweit es bei dem heutigen Stande der Methoden möglich ist, das Öl direkt, d. h. durch seine Wirkung als physikalisch selbständige Untergrunds-Inhomogenität, oder aber indirekt nachzuweisen, d. h. durch die Auffindung der geologischen Strukturen, an die es erfahrungsgemäß geknüpft zu sein pflegt. Als Vertreter der ersten Kategorie kommen Schwerkräftsmessungen und elektrische Messungen in Frage, außerdem noch geothermische und Radioaktivitätsmessungen, welch letztere aber auf Bohrungen beschränkt bleiben. Für die Anwendung von Schwerkräftsmessungen zum direkten Nachweis von Öl führt Verf. nur ein ihm bisher bekannt gewordenes Beispiel an und hebt hervor, daß ein Erfolg in diesem Falle nur dadurch möglich war, daß die ölführenden Schichten fast an der Oberfläche lagen. Von den genannten direkten Methoden bliebe also nur noch die elektrische übrig. In letzter Zeit ist zwar sehr häufig behauptet worden, daß der direkte Nachweis von Öl mit der elektrischen Methode, insbesondere der Stromlinienmethode, möglich sei, indessen steht der einwandfreie Beweis noch aus und die Meinungen darüber sind sehr geteilt. Aus den genannten Gründen haben vorläufig die direkten Methoden zum Nachweis von Öl wesentlich geringere Bedeutung als die indirekten. Die indirekten Methoden, besonders die Drehwage, der Seismograph und das Magnetometer haben dagegen schon bedeutende Erfolge erzielt, und zwar die Drehwage speziell durch den Nachweis von Salzdomen, sowie von Antiklinalen, der Seismograph durch den Nachweis von Salzdomen, das Magnetometer durch die Auffindung und Verfolgung von granitischen Antiklinalkernen. Während des Jahres 1925 allein wurden drei Salzdomen in Texas mit der Drehwage neu entdeckt und durch Bohrungen bestätigt und die gleiche Anzahl durch seismische Messungen. Die Beschreibung und Abbildungen von Instrumenten und Methoden sind zum Teil ähnlich wie in früheren Veröffentlichungen des Verf.; neu sind hingegen die Darstellung von Gradienten und Krümmungsgrößen über einer Granitaufwölbung, eine Laufzeitkurve von seismischen Wellen über einem Salzdom und der magnetischen Störungen, besonders der Inklination, über einem Salzhorst, alle drei gewonnen aus theoretischen Berechnungen. Neu ist ebenfalls eine Darstellung von Drehwagenmessungen der Exploration über dem Blue-Ridge-Salzdom in Texas mit geologischem Profil.

*Güntherschulze.*

**C. A. Heiland.** Prospecting with the Magnetometer. Engin. and Min. Journ. 1926, S. 59—61, 10. Juli. Einleitend wird gezeigt, daß sich nicht nur ein Zusammenhang zwischen den Hauptformen der Tektonik und Erdmagnetismus

hat feststellen lassen, sondern daß auch die lokale Geologie die Verteilung der erdmagnetischen Elemente weitgehend beeinflusst bis herunter zu örtlich sehr begrenzten magnetischen Ablagerungen, wie Eisenerzen, sowie unmagnetischen Lagerstätten, wie Salzstöcken. Eingehender werden dann die magnetischen Störungen behandelt, die sich über Ablagerungen ergeben haben, die den alluvialen oder diluvialen Goldlagerstätten sehr ähnlich sind: die glazialen Sedimente. Verf. hebt hervor, daß es Fälle gibt, wo Geschiebemergel und dessen nächstfolgendes glaziales Aufbereitungsprodukt, die Geschiebesande, vielfach ein verschiedenes magnetisches Verhalten zeigen. Wenn Schmelzwässer den Geschiebemergel aufbereiten, so wird dessen Substanz in Form von kleinen Teilen hinweggeführt, welche bei Verlangsamung ihrer Geschwindigkeit in verschiedener Weise wieder abgelagert werden. 1. Im allgemeinen werden zuerst die schwereren Partikel, also auch der Magnetit oder magnetithaltige Partikel, wieder abgelagert. Derartige fluvio-glaziale Sande erscheinen, wenn talförmig in Geschiebemergel eingeschnitten, wegen der Anreicherung von Magnetit magnetisch positiv im Vergleich von Geschiebemergel. Daraus folgt 2., daß an Stellen, wo bei weiterer Verlangsamung der Geschwindigkeit die des Magnetits beraubten Sande abgelagert werden, dieselben sich magnetisch negativ gegenüber dem Geschiebemergel verhalten. 3. Muß es zwischen diesen beiden Extremen ein Übergangsstadium geben, wo die Zusammensetzung der Geschiebesande, in bezug auf Magnetit, sich nicht vom Geschiebemergel unterscheidet, d. h. es wird keine magnetische Anomalie bemerkbar sein. Für alle drei Möglichkeiten gibt es Beispiele. Die Deutung der Laylanderschen Messungen, deren Darstellung leider an manchen Stellen nicht so eingehend ist, wie es wünschenswert wäre, ist somit relativ einfach. Die Möglichkeit, alluviale Goldlagerstätten magnetisch nachzuweisen, ist an zwei Voraussetzungen gebunden: daß entweder das goldhaltige Sandtal mehr Magnetit enthält, oder aber, daß es ärmer daran ist als das letztere.

*Güntherschulze.*

**Fred E. Wright.** Gravity on the Earth and on the Moon. Scientific Monthly 24, 448—462, 1927. Die leicht faßlich und ausführlich geschriebene Arbeit bespricht die Methoden der Schwermessung und ihre Anwendung auf das Problem der Isostasie und der Gebirgsbildung. Eine kurze Betrachtung betrifft den geringen Betrag der Schwere auf dem Monde und deren Beziehung zu dem Problem der Entstehung der Mondkrater.

*K. Jung.*

**H. Jung.** Die Reduktionen der Schwerebeschleunigung und die Lehre von der Isostasie. Phys. ZS. 28, 460, 1927, Nr. 12. Berichtigung eines Druckfehlers.

*K. Jung.*

**George R. Putnam.** Notes and reflections on isostasy. Science (N. S.) 65, 245—248, 1927, Nr. 1680. Der vorliegende Aufsatz ist ein Auszug aus einer größeren Arbeit (The Equilibrium of the Earth's Crust, Journ. Wash. Acad., Juni 1926). Nach einer sehr klaren Darstellung des Problems der Isostasie und der Hypothesen von Pratt und Airy werden die Ergebnisse älterer, vor etwas über 30 Jahren erschienenen Arbeiten des Verf. kurz beleuchtet, wobei sich zeigt, daß hierin mit einfachen und handlichen Reduktionen dasselbe erreicht wurde, wie mit dem viel genaueren Hayfordschen Verfahren, weswegen der Verf. gar zu detaillierte Reduktionen ablehnt. Ein Hinweis auf die in dem Jahre 1896 ausgeführten Pendelmessungen in Grönland und Alaska schließt den Aufsatz.

*K. Jung.*

**Motonori Matuyama.** On the Subterranean Structure around Sakurazima Volcano Considered from the State of Gravitational Field.



Jap. Journ. Astron. 4, 121—138, 1927, Nr. 3. Diese Arbeit bringt ein schönes Beispiel, wie man aus geologischen Daten und den Resultaten von Drehwagemessungen recht eingehend Auskunft über die Untergrundsverhältnisse erhalten kann. Lage und Ausdehnung einer unterirdischen Gesteinsstufe und eines fast senkrecht aufsteigenden Basaltganges werden bestimmt. Aus der nach den geologischen Befunden ungefähr bekannten Gestalt wird die Wirkung auf die Drehwage (Gradient und Krümmungsgröße) für verschiedene Ausdehnungen der Einbettung berechnet und das Resultat mit den Messungen verglichen. Die qualitativen Angaben erscheinen überzeugend, jedoch dürften die Zahlenangaben, insbesondere der Winkel, unter dem die Basaltmasse aufsteigt, in Anbetracht der recht geringen Zahl von Drehwagestationen in ihrer Genauigkeit ein wenig übertrieben sein.

K. Jung.

**St. Mohorovičić.** Über Nahbeben und über die Konstitution des Erd- und Mondinnern. Gerlands Beitr. 17, 180—231, 1927, Nr. 2. Jeffreys hat in seiner Arbeit: „On near earthquakes, Month. Not. R. Astron. Soc. Geophys. Supl. 1, 835—402, 1926, Nr. 8, für die alleroberste Erdschicht eine Tiefe von 12 km und für die darauffolgende basaltische eine Tiefe von 25 km gefunden; also Tiefen, die weit unter denjenigen liegen, die A. Mohorovičić errechnet hat. Der Verf. weist in der vorliegenden Arbeit nach, daß Jeffreys nur auf Grund grober Näherungsmethoden zu seinen Ergebnissen gelangt ist, und zeigt, daß bei exakter Behandlung der Laufzeitkurven und Berücksichtigung der Herdtiefen von Nahbeben die Tiefe des sauren granitischen Gesteins, des Sial, 40 km und die Tiefe des Sialma (SiAlMg) — so nennt Mohorovičić die Schicht der basischen basaltischen Gesteine — 60 km beträgt. Da Granit durch den Zerfall radioaktiver Substanzen viermal so viel Wärme abgibt als Basalt, führt die Annahme von mehr als 20 km Dicke für die Granitschicht zu einer Diskrepanz mit den Temperaturmessungen. Diese Tatsache scheint A. Mohorovičić nicht zwingend, da man über den Gehalt an radioaktiven Stoffen des Granits in der Tiefe nichts weiß. Um weitere Beweise für die Richtigkeit der Schichtdicken von 40 bzw. 60 km zu bringen, wird die von L. H. Adams und C. D. Williamson auf Grund von Laboratoriumsversuchen zusammengestellte Tabelle über die Konstanten (Dichte, Geschwindigkeit der longitudinalen und transversalen Wellen) verschiedener Gesteinsarten, sowie für Stahl, Siderit und Palasit angeführt. Diese als Grundlage dienenden Konstanten werden dazu benutzt, die Dichte und die Geschwindigkeit der Erdbebenwellen in den verschiedenen Erdschichten (über deren Zusammensetzung bestimmte Annahmen gemacht werden) zu berechnen. Die gute Übereinstimmung der errechneten Werte mit den aus der Seismik gemessenen führt Mohorovičić zu einem neuen Bilde über den Bau unserer Erde. Auf Grund der Hypothese, daß sich der Mond von der Erde losgerissen hat, wird die innere Struktur und die Starrheit des Mondes berechnet. Zur Berechnung der Herdtiefe eines Bebens werden Angaben gemacht.

W. Schneider.

**R. Spitaler.** Beziehungen zwischen Erdbeben und Gebirgsfaltung. Gerlands Beitr. 17, 243—253, 1927, Nr. 2. Der Verf. hat an anderer Stelle (ZS. f. Geophys. 2, 113—126) eine Formel abgeleitet, mit deren Hilfe man aus der augenblicklichen Lage des Rotationspols der Erde die Druckrichtung der durch die Polverschiebung hervorgerufenen Kräfte bestimmen kann. Von Albrecht und Wanach sind die Abweichungen des Pols von seiner mittleren Lage berechnet worden. Mittels der Formel des Verf. wird in der vorliegenden Arbeit aus diesen Werten die mittlere Druckrichtung im Gebiet der Alpen, Apenninen, des Semmering und der Dinaren für jedes Jahrzehntel der Jahre 1906 bis 1923 bestimmt, ferner



die mittlere Druckrichtung zur Zeit der in denselben Jahrzehnteln in den angegebenen Gebieten nach einer Zusammenstellung von Conrad aufgetretene Erdbeben. Aus der wegen der unbestimmten Angaben des Bebenherds nur ungenau durchführbaren statistischen Untersuchung zeigt sich bereits, daß in den verschiedenen Gebieten je eine bestimmte Druckrichtung bei der Auslösung von Erdbeben bevorzugt ist. Die Bevorzugung ist derart, daß daraus die von Conrad gefundene Spiegelbildlichkeit des zeitlichen Verlaufs der Bebenhäufigkeit in den Gebieten der Alpen und des Semmering gegenüber dem Verlauf in den Apenninen und Dinaren erklärt werden kann. Man ist somit wohl zu dem Schluß berechtigt, daß die wechselnde Bebenhäufigkeit im wesentlichen von der Palwanderung abhängt.

K. Jung.

**Saemontaro Nakamura.** On the Estimation of the First Motion of Earthquake. Proc. Imp. Acad. Tokyo 3, 32—34, 1927, Nr. 1. Aus der Differentialgleichung

$$\frac{d^2\xi}{dt^2} + 2\varepsilon \frac{d\xi}{dt} + n_0^2\xi = -\frac{d^2x}{dt^2}$$

( $x$  = Amplitude der Bodenbewegung,  $\xi$  = Amplitude der Registrierung,  $\varepsilon$  = Dämpfung,  $n_0$  = Eigenperiode des Seismographen) wird unter der Annahme  $x = C \cdot \sin nt$ , wenn  $t \geq 0$  und  $x = 0$ , wenn  $t \leq 0$ , die Gleichung  $\xi = f(t, n, C, \varepsilon, n_0)$  der registrierten Kurve berechnet. Unbekannt sind  $n$  und  $C$ , bekannt sind  $\varepsilon$  und  $n_0$ , aus dem Seismogramm kann man die Zeitspanne  $t_1$  vom Beginn des Bebens bis zum ersten Maximum der Registrierung, die Zeitspanne  $t_2$  vom Beginn des Bebens bis zum ersten Nullwert von  $\xi$  und das erste Maximum  $\xi_1$  ablesen. Aufgabe ist also,  $n$  und  $C$  abhängig von  $t_1$ ,  $t_2$ ,  $\xi_1$ ,  $\varepsilon$  und  $n_0$  darzustellen. Der Verf. bringt Tabellen, die die numerischen Beziehungen zwischen

$$U = \frac{n_0}{n} - V = \frac{\xi_1}{C}, \quad p_1 = \frac{\pi}{2} \frac{n_0}{t_1}, \quad p_2 = \frac{\pi}{2} \frac{n_0}{t_2} \quad \text{und} \quad h = \frac{\varepsilon}{n_0}$$

angeben, und zwar gibt Tabelle 1 diese Beziehungen für  $h = 0$ ,  $0 \leq p_2 \leq 1$  sowie  $h = 1$ ,  $0 \leq p_2 \leq \infty$ , während Tabelle 2 die „asymptotischen“ Werte von  $p_1$  und  $p_2$ , d. h. deren Beträge für  $U = \infty$  und verschiedene Werte von  $h$  ( $0 \leq h \leq 1$ ) bringt. In späteren Veröffentlichungen sollen weitere Tabellen für andere Werte von  $h$  gegeben werden.

K. Jung.

**Saemontaro Nakamura.** On the Effect of the Tides on the Occurrence of Earthquakes in Kwantô District. Jap. Journ. Astron. 4, 139—165, 1927, Nr. 3. Mit Hilfe von empirischen Formeln, die die Wirkung des Barometerstandes und der Windrichtung auf den Wasserstand in Tokio und Tyôsi wiedergeben, werden die in der Zeit kurz nach dem großen japanischen Erdbeben gemessenen Wasserstände der beiden angegebenen Häfen reduziert. Die übrigbleibenden Anomalien des mittleren Wasserstandes werden statistisch auf ihre Beziehung zu den in der angegebenen Zeit aufgetretenen Erdbeben untersucht. Hierbei werden noch die in einer früheren Arbeit des Verf. berechneten entsprechenden Werte der Station Yokosuka herangezogen. Die statistischen Resultate werden als Tabellen und in übersichtlichen Karten wiedergegeben. Während es nach den bisherigen Untersuchungen schien, als ob die im Kwantô-Becken auftretenden Erdbeben von negativen Anomalien des Wasserstandes in Tokio und Tyôsi und positiven Anomalien in Yokosuka begleitet sind und bei Beben an der Küste die umgekehrten Anomalien vorliegen, zeigt die neue Untersuchung, daß die Verhältnisse nicht so eindeutig und klar sind. Hierauf werden die Untersuchungen in anderer Richtung weitergeführt. Der Verf. nimmt an,

daß die Anomalien des mittleren Wasserstandes durch Neigung des Erdbodens zwischen den betrachteten Stationen Tokio, Tyôsi und Yokosuka hervorgerufen sind, und berechnet die Neigungen. Sie werden als Tabelle und in einer Kartenskizze abhängig vom Epizentrum dargestellt. Ein Pfeil im Epizentrum bezeichnet Richtung und Betrag der Neigung, die zur Zeit des betreffenden Bebens der Erdboden bei Tokio, Tyôsi und Yokosuka hatte. Hierbei zeigt sich, daß gleichgerichtete Pfeile stets in geschlossenen Teilen des Kwantô-Distrikts auftreten, die durch scharfe, nordwest-südöstlich gerichtete Linien voneinander getrennt sind. Längs dieser Linien liegen die Pfeile am dichtesten, sie fallen also mit den Gebieten größter Bebenhäufigkeit zusammen.

*K. Jung.*

**J. J. Nolan and J. Enright.** Distribution of Sizes among Rain-drops. *Nature* 119, 922, 1927, Nr. 3008. Es wird eine Kurve der Größe von 3026 Regentropfen als Funktion ihrer Häufigkeit gegeben. Die Messungen reichten vom Oktober 1924 bis Juni 1925. Die Kurve steigt schnell zu einem Maximum bei 0,1 mm Durchmesser an und sinkt dann asymptotisch ab. Verf. betonen jedoch, daß eine sehr große Häufung von Beobachtungen nötig ist, ehe sich eine sichere Kurve gewinnen läßt.

*Güntherschulze.*

**Hans Benndorf.** Grundzüge einer Theorie des elektrischen Feldes der Erde. I. Wien. Anz. 1925, S. 138—139, Nr. 13. Inhalt: I. Die Erde als Ganzes. 1. Einleitung. 2. Bezeichnungen, Einheiten und Zahlenwerte. 3. Elektrische Größe. 4. Abhängigkeit der Größe von den Koordinaten und der Zeit. 5. Mittelwerte der elektrischen Größe. 6. Einheiten und Zahlenwerte. 7. Die Erde als elektrisches System im Weltenraum. 8. Dielektrische Vorgänge in einem Kugelkondensator, dessen Dielektrikum eine gewisse Leitfähigkeit hat. 9. Den Kondensatorbelegungen wird Elektrizität zugeführt. 10. Anwendung auf die Erde. II. Das Innenfeld mit kugelsymmetrischer Anordnung. 1. Leitfähigkeit nur abhängig vom Radius. Der Zustrom zeitlich konstant. Stationärer Zustand. 2. Die Leitfähigkeit der Luft ist nur abhängig vom Radius, der Zustrom ist konstant, Anfangszustand beliebig. Wie stellt sich der stationäre Zustand ein? 3. Die Leitfähigkeit der Luft ist eine Funktion von Radius und Zeit. Der Zustrom ist konstant. 4. Die Leitfähigkeit der Luft ist konstant und der Zustrom zeitlich variabel. 5. Anwendung der bisherigen Untersuchungen auf die wirklichen Verhältnisse in der Atmosphäre. 6. Einige Festsetzungen über Mittelbildungen. 7. Allgemein gültige Beziehungen über gewisse Mittelwerte in der Atmosphäre.

*Güntherschulze.*

**William C. Reynolds.** The Distribution of the Two Electrical Zones in the Atmosphere. *Nature* 116, 394—395, 1925, Nr. 2915. Verf. berichtet über Untersuchungen des Schönwettergradienten auf verschiedenen Bergen des Berner Oberlandes. Das positive Potential war bei Sonnenaufgang am geringsten, erreichte am Nachmittag ein Maximum, das bis Sonnenuntergang blieb. Die Zone positiver Ladung reicht bei Tage anscheinend von Meereshöhe bis in eine Höhe zwischen 4500 und 6700 m. In der Nacht rückt die Zone der negativen Ladung aus der Höhe bis ziemlich nahe an die Erde heran. Die „Wolken“ auf den Bergen des Berner Oberlandes sind fast stets Bodennebel mit positiver Ladung. Doch kommen bei unsicherem Wetter gelegentlich auch echte Wolken mit negativer Ladung vor. Verf. vermutet, daß die beiden auf hohen Bergen bei Sonnenauf- und -untergang gut zu unterscheidenden optischen Zonen mit den elektrischen identisch sind und daß die optischen Unterschiede durch verschiedene Absorption der Sonnenstrahlung durch die verschiedenen Ladungen in Verbindung mit ver

schiedener Absorption von Wassermolekülen entstehen. Systematische Beobachtungen der Höhe der positiven Zone während des Tages und der Nacht in möglichst großen Höhen werden dringend empfohlen. *Güntherschulze.*

**Hantaro Nagaoka.** On Clicks and Grinders of Atmospheric. Proc. Imp. Acad. Tokyo 3, 64—67, 1927, Nr. 2. Beim Abhören elektromagnetischer Störungen mit dem Telefon lassen sich deutlich zwei Typen unterscheiden: Solche, die ein explosionsartiges Geräusch, Krachen oder Knacken verursachen (clicks), und solche, die stark in die Länge gezogen sind und Schwänze haben (grinders). Unter Annahme eines exponentiellen Verlaufs der Anfangsstörung weist der Verf. (auf Heaviside fußend) theoretisch nach, daß die Schwänze beim Durchgang der Störung durch ein ionisiertes Medium entstehen. Man kann also daraus schließen, daß die Störungen mit Schwänzen entweder aus der Heavisideschicht kommen oder nur bei Gewittern entstehen, während die kurzen Störungen in niedrigen Schichten ihren Ursprung haben. Die Störungen mit Schwänzen machen sich hauptsächlich auf langen Wellen bemerkbar. *Schindelhauer.*

**E. V. Appleton, R. A. Watson Watt and J. F. Herd.** On the Nature of Atmospheric. II. Proc. Roy. Soc. London (A) 111, 615—653, 1926, Nr. 759.

**E. V. Appleton, R. A. Watson Watt and J. F. Herd.** On the Nature of Atmospheric. III. Proc. Roy. Soc. London (A) 111, 654—677, 1926, Nr. 759. Fortsetzung früherer Versuche [Proc. Roy. Soc. London (A) 103, 84, 1923]. Es werden die weiteren Ergebnisse oszillographischer Aufnahmen elektrischer Störungen kurzer Dauer in der Atmosphäre mitgeteilt. Als Instrument wird ein Kathodenstrahloszillograph mit linearer Zeitachse verwandt. Etwa 8000 Einzelaufnahmen werden statistisch behandelt. Die aperiodischen Störungen waren dreimal so zahlreich als die quasi-periodischen, vorwiegend positive Entladungen 1,5 mal so häufig wie vorwiegend negative. Die quasi-periodischen Entladungen hatten im Mittel eine Maximalfeldstärke von 0,156 Volt/m, die aperiodischen von 0,075 Volt/m. Die negativen Entladungen waren bei beiden Typen 20 bis 30 Proz. stärker als die positiven. Die Schwingungsdauer der quasi-periodischen Entladungen war im Mittel  $3,1 \cdot 10^{-6}$  sec und um 30 Proz. größer als die der aperiodischen. Die häufigste Störung war eine positive periodische mit symmetrischer Abrundung, die 14 Proz. aller vorkommenden Störungen bildete. Die häufigste quasi-periodische Störung hatte eine spitze positive Halbwelle, auf die eine negative Halbwelle folgte. Eine genauere Untersuchung der Feinstruktur der Störungen ergibt oft eine Wellen-, „Periode“ von 100 Mikrosekunden. Die Versuche wurden durch Untersuchung der Vorgänge im elektrischen Felde der Erde ergänzt, die durch Blitzentladungen hervorgerufen wurden. Es zeigte sich, daß in größeren Abständen als 50 km von der Entladung negative Feldänderungen 1,7 mal so häufig waren als positive, woraus sich schließen läßt, daß die Wolken überwiegend positiv geladen sind. Wilson fand in 25 km Abstand ein Überwiegen negativer Feldänderungen. Beides läßt sich vereinen, wenn angenommen wird, daß Gewitterwolken bipolar geladen sind, was wahrscheinlich ist. Der Gewittermechanismus besteht häufig in der Erhebung einer positiven Ladung über eine negative. Dieser Typus befindet sich im Einklang mit der Wilsonschen Theorie der Aufrechterhaltung der negativen Erdladung. Blitzschläge geben Strahlungsfelder, die in großer Entfernung in Wellenform und -größe atmosphärischen Störungen gleichen. *Güntherschulze.*

**Fernando Sanford.** Summary of observations on earth-potential and air-potential gradients for the year 1926, with some theoretical considerations. Bull. Terrest. Electr. Observ. California 4, 22 S., 1927. Der



Verf. registriert schon seit Jahren in Palo-Alto etwas, das er Erdpotential nennt und das in Wirklichkeit wahrscheinlich die Raumladung in seinem Beobachtungsraum sein dürfte. Da ihm wichtige Sätze aus der Elektrostatik und eine Reihe von Tatsachen der Lufterlektrizität unbekannt sind, ist die große Mühe, die er auf seine Untersuchungen verwendet, nutzlos und die theoretischen Schlüsse, die er gibt, sind vollkommen wertlos. In dem vorliegenden 4. Heft werden die Beobachtungsergebnisse des Jahres 1926 mitgeteilt.

H. Benndorf.

**A. Stäger.** Über atmosphärische disperse Systeme und ihre physikalisch-chemischen, insbesondere elektrischen Eigentümlichkeiten. Kolloid-ZS. **42**, 223—229, 1927, Nr. 3. Ein auf der Tagung der Kolloid-Gesellschaft in Essen gehaltenes Referat, das in recht übersichtlicher Weise eine Zusammenstellung aller jener Erscheinungen in der Atmosphäre gibt, die kolloidchemisch erfaßbar sind: 1. der Dämmerungserscheinungen, 2. der Polarisation und Extinktion der Sonnen- und Himmelsstrahlung durch Luftmoleküle und Beimengungen, 3. der Wolken, Nebel und Kondensationskerne, sowie der Methoden zu ihrer quantitativen Erforschung, 4. der Erscheinungen der Staub- und Vulkanelektrizität (des spezifischen Arbeitsgebietes des Vortragenden) und 5. der normalen und gestörten lufterlektrischen Erscheinungen. Er analysiert die Herkunft der elektrischen Ladungen der kolloidalen atmosphärischen Beimengungen, wie Wolkenteilchen, Staub und Schnee. Verf. hält die genaue Bestimmung der spezifischen Ladungen dieser Teilchen in ihrer Abhängigkeit von den meteorologischen Begleitumständen und dem Dispersitätsgrad und die Ermittlung des Quotienten zwischen gewonnener elektrischer Energie und aufgewendeter mechanischer Energie für die weitere Forschung besonders beachtenswert.

V. F. Hess.

**Wilhelm Anderson.** Über die heutzutage populärsten Erklärungen der Aufrechterhaltung der negativen Erdladung. ZS. f. Phys. **44**, 376—384, 1927, Nr. 4/5. Übersicht: Es wird die „Blitzstrahlhypothese“ einer eingehenden Kritik unterzogen, wobei sich herausstellt, daß diese Hypothese zurückgewiesen werden muß. Auch die Hypothese des Bombardements der Erde durch eine extreme  $\beta$ -Strahlung scheint unhaltbar zu sein; desgleichen T. Schlomkas „Influenzhypothese“. Der Verf. glaubt, daß nur die Hypothese der spontanen Protonenvernichtung akzeptiert werden könne, aber freilich nicht in der Form, wie sie von W. F. G. Swann aufgestellt worden ist.

Scheel.

**Malmgrön et Běhounek.** Mesures de la conductibilité électrique de l'atmosphère dans la région du Pôle Nord. C. R. **184**, 1185—1187, 1927, Nr. 20. Der erstgenannte der beiden Verff. hat auf der Fahrt des Luftschiffes „Norge“ von Kingsbay (Spitzbergen) nach Teller (Alaska) über der Nordpolregion Messungen der elektrischen Leitfähigkeit der Luft in Höhen von 200 bis 700 m über dem Meere ausgeführt mittels eines Gerdienschen Aspirators mit Wulfelektrometer, wobei der Fahrtwind zur Aspiration ausgenutzt wurde. Die Resultate sind durchaus nicht verschieden von den bekannten Werten über Mitteleuropa; in  $89,5^\circ$  nördl. Br. war  $\lambda_+ = 1,7 \cdot 10^{-4}$ ,  $\lambda_- = 1,87 \cdot 10^{-4}$  elst. E. Im ganzen wurden zehn Messungsreihen während des zweitägigen Fluges ausgeführt, die ersten über offener See, die anderen über Polareis. Der zweitgenannte Verf. hat in Spitzbergen ganz ähnliche Resultate erhalten. Da hier wie dort so gut wie gar keine radioaktiven Substanzen in der Atmosphäre vorhanden sind, und man trotzdem gleiche Leitfähigkeit erhält, wie über Festland in mittleren Breiten, so denken die Verff. an eine Beeinflussung der untersten atmosphärischen Schichten durch die gutleitenden obersten Schichten. Die Resultate der Verff. sprechen jedenfalls



nicht für das Vorhandensein eines vermehrten Zustroms von Elektronen in der Polarzone, außer man nimmt mit Swann an, daß diese derartig hohe Geschwindigkeiten besitzen, daß sie nicht mehr ionisierend wirken. *V. F. Hess.*

**J. Mac Laughlin.** Mesures sur les gros ions à Paris. C. R. 184, 1183—1185, 1927, Nr. 20. Verf. hat nach der Methode von Nolan-Boylan-de Sacy die Zahl der großen und kleinen Ionen in Paris bestimmt. Im Champ-de-Mars ergab sich für die großen Ionen im Mittel pro Kubikzentimeter  $N_+ = 9000$ ,  $N_- = 9200$  mit den Extremwerten 1600 und 33 500, im Quartier du Val-de-Grâce  $N_+ = 16700$ ,  $N_- = 16700$  mit den Extremwerten 3600 und 80 000. Die Zahl der kleinen Ionen ist dementsprechend in der unreinen Großstadtluft sehr gering: im Quartier du Val-de-Grâce  $n_+ = 86$ ,  $n_- = 70$  mit den Extremwerten 0 und 224. Die Ionisierungssstärke ergibt sich zu 25 Ionenpaaren pro Sekunde und Kubikzentimeter. Die Zahl der großen Ionen zeigt eine sehr deutliche Abhängigkeit von der Windrichtung an beiden Beobachtungspunkten, wobei die Maxima dann erreicht werden, wenn der Wind direkt von den Orten größter Industrietätigkeit bzw. dichtester Besiedlung kommt. Auch die Auspuffgase der Motoren und Automobile machen sich deutlich bemerkbar. Die Zahl der großen Ionen zeigt im Laufe eines Tages zwei Maxima (8 und 19 Uhr) und zwei Minima (4 und 15 Uhr), analog wie das atmosphärische Potentialgefälle innerhalb von Großstädten. Im Winter sind die Zahlen der großen Ionen etwa  $1\frac{1}{2}$  mal so groß wie im Frühling, wiederum in Analogie zur jährlichen Änderung des Potentialgefälles. *V. F. Hess.*

**G. B. Deodhar.** Electricity of dust clouds. I. Proc. Phys. Soc. 39, 243—249, 1927, Nr. 3. Verf. benutzt zum Studium der Elektrisierungseffekte beim Zerblasen von Staub einen großen Eisenkessel, der mit einem Quadrantenelektrometer verbunden ist und in dessen Boden ein von diesem isoliertes Blasrohr hineinragt, das durch einen elektrischen Ventilator betätigt wird. An der Einmündungsstelle des Blasrohres befindet sich ein feinmaschiges Drahtnetz, auf welches die zu zerblasende, vorher abgewogene Menge einer gepulverten Substanz gebracht wird. Die qualitative Prüfung einer großen Anzahl von gepulverten Substanzen zeigt, daß das Vorzeichen der Elektrisierung des Staubes bei manchen Substanzen nicht immer gleich bleibt. Die Luftgeschwindigkeit war von gleicher Größenordnung wie die bei den Sandstürmen, welche am Beobachtungsort in Allahabad sehr häufig wehen. Im vorliegenden ersten Teile der Untersuchung wurden nur die von den Pulvern selbst angenommenen Ladungen (nicht die Raumladungen in der Luft) bei 40° Lufttemperatur untersucht. Verf. schließt, daß bei den Sandstürmen die Elektrizitätserzeugung von folgenden Faktoren abhängt: 1. Vom Material und der Größe der gepulverten Substanz, 2. von der Natur des Gases, welches den Staub aufwirbelt, 3. von der Geschwindigkeit und der Temperatur des Gases. Quantitative Vergleiche sind schwierig, doch ergibt immerhin z. B. ein Vergleich der Ladungen bei Staub von NaCl, KCl,  $\text{NaNO}_3$  und  $\text{KNO}_3$ , daß bei einheitlicher Größe der Teilchen (5 mg)  $\text{NaNO}_3$   $4\frac{1}{2}$  mal stärker positiv elektrisch wird wie  $\text{KNO}_3$ , während NaCl und KCl fast gleiche Effekte liefern. Bei einer und derselben Substanz nimmt die Elektrisierung gewaltig zu, wenn die Teilchengröße abnimmt. Verf. bestätigt auch die wohlbekannte Tatsache, daß zwei Stückchen einer und derselben Substanz bei Reibung aneinander unter Umständen Ladungen von gleichem Vorzeichen annehmen. In einer anschließenden Diskussion macht P. E. Shaw darauf aufmerksam, daß die Versuchsbedingungen des Verf. zu komplex seien: Die Teilchen können einander unter allen möglichen Winkeln und mit allen möglichen Geschwindigkeiten treffen. Auch vermißt er eine Diskussion des Einflusses der Feuchtigkeit auf die Erscheinung. J. H. Coste schlägt vor, Teilchen

von gleicher Größe nicht durch Sieben, sondern durch chemische Ausfällung aus Lösungen zu gewinnen. Dem Ref. fällt auf, daß Verf. in seinem Literaturverzeichnis die grundlegenden neuen Arbeiten von Stäger, sowie die Arbeiten von Dorno und Kähler nicht anführt, also anscheinend nicht kennt. *V. F. Hess.*

**B. F. J. Schonland and J. Craib.** The Electric Fields of South African Thunderstorms. Proc. Roy. Soc. London (A) **114**, 229—243, 1927, Nr. 767. Die Verf. stellen in Somerset in Kapland mit der Apparatur, die C. T. R. Wilson [Proc. Roy. Soc. London (A) **92**, 555, 1916; Phil. Trans. (A) **221**, 73, 1921] angegeben hat, Messungen der plötzlichen Änderung des Gewitterfeldes, die bei einem Blitz eintritt, an. Es wird die Aufstellung der Apparatur beschrieben und die Beobachtungen bei 18 Fern- und 5 Nahgewittern diskutiert. Die plötzlichen Änderungen des Potentialgradienten waren bei über 8 km entfernten Blitzen vorwiegend negativ (Verhältnis positiv zu negativ 1 : 5), bei Blitzen unter 6 km Entfernung war das Umgekehrte der Fall (Verhältnis positiv zu negativ 4,3 : 1). Der Potentialgradient war bei den fünf Nahgewittern stark negativ. Die Verf. meinen, daß aus ihren Beobachtungen hervorgehe, daß die Polarität der Gewitterwolken vorwiegend positiv war, d. h. der obere Wolkenteil positiv, der untere negativ, was gegen die Simpsonsche Gewittertheorie spräche. Als Mittelwert der Momente der durch die Blitze entladenen Elektrizitätsmengen finden sie 94 Coulomb-Kilometer. Es sei gleich hier auf eine Entgegnung von G. C. Simpson [Proc. Roy. Soc. London (A) **114**, 376, 1927] hingewiesen, der meint, bei richtiger Deutung der Versuche der Verf. stünden sie in voller Übereinstimmung mit seiner Gewittertheorie. *H. Benndorf.*

**T. L. Eckersley.** Magnetic Storms and Wireless Communication. Nature **118**, 803—804, 1926, Nr. 2979. Es wurde beobachtet, daß während der starken magnetischen Störungen vom 14. und 15. Oktober 1926 die Übermittlungssignale der Kurzwellenstation in Kanada sehr schwach empfangen wurden. Verf. sucht die Erklärung dafür darin, daß während dieser Zeit die Absorption in der ionisierten Schicht stark anwuchs. Die infolge der starken Sonnentätigkeit vermehrte Emission von Korpuskularstrahlen erzeugte in den höheren Atmosphärenschichten eine vermehrte Ionisation. Der Absorptionsfaktor einer elektromagnetischen Welle in einem ionisierten Medium ist proportional  $\frac{Ne^2 T^2}{m \tau}$ , wo  $N$  die

Elektronenzahl im Kubikzentimeter,  $e$  die spezifische Ladung,  $T$  die Schwingungszahl der Welle und  $\tau$  die mittlere Zeit zwischen zwei Zusammenstößen eines Elektrons mit einer Molekel oder einem positiven Ion bedeutet. Die Absorption wird also größer mit wachsender Ionisation. Auch der Unterschied bei Empfang im Sommer und Winter läßt sich so erklären, ebenso der Unterschied bei Verkehr in niederen und hohen Breiten. Bei kurzen Distanzen zwischen Sender und Empfänger überwiegt bei magnetischen Störungen der Einfluß der größeren Beugung gegen den der vermehrten Absorption, so daß die Lautstärke bei kleinen Entfernungen anwächst, was tatsächlich auch beobachtet wurde. *Baumann.*

**E. V. Appleton.** Magnetic storms and wireless transmission. Electrician **98**, 256—257, 1927, Nr. 2545. Zur Erklärung der täglichen Variation des Erdmagnetismus wurde in neuerer Zeit die Heavisideschicht hinzugezogen. Die daraus errechnete Leitfähigkeit der Schicht kommt aber im Verhältnis zu der aus Daten über die Ausbreitung kurzer elektromagnetischer Wellen bestimmten Leitfähigkeit zu hoch heraus. Verf. zeigt nun, daß dieser Widerspruch verschwindet, wenn man nicht den Ionengradienten in der Schicht bestimmt, der dazu nötig ist, damit die

Wellen der Erdkrümmung folgen, sondern wenn man die Ionenzahl berechnet, die genügt, einen vom Sender nach oben gehenden Wellenstrahl der Erdoberfläche parallel zu machen. Unter der Annahme, daß die Ionisation proportional dem Abstand vom Erdmittelpunkt ist, erhält man für diese Elektronenzahl mit der Nauener 20-m-Welle (Nauen—Buenos-Aires), bei der der Einfallswinkel in die Schicht mittels eines Reflektors zu etwa  $20^\circ$  gemacht wird,  $N = 2,5 \cdot 10^6/\text{cm}^3$ . Nimmt man an, dieser Wert werde in einer Höhe von 100 bzw. von 300 km erreicht, so ergeben sich spezifische Leitfähigkeiten von  $10^{-12}$  bzw.  $2 \cdot 10^{-10}$  el. magn. E. Mit diesen Werten läßt sich die aus erdmagnetischen Daten ermittelte Gesamtleitfähigkeit der Schicht von  $3 \cdot 10^{-6}$  el. magn. E. leicht erklären. Weiter war es nun auch möglich, bestimmte Zusammenhänge zwischen erdmagnetischen Störungen und elektromagnetischen Wellen nachzuweisen. Es zeigte sich, daß magnetische Stürme die Ausbreitungsvorgänge bei Nacht fast in die bei Tag verändern. Diese Tatsache läßt sich leicht erklären, wenn man annimmt, daß bei magnetischen Stürmen ionisierende Partikeln in die oberen Schichten der Atmosphäre eindringen. Verf. weist darauf hin, daß bei einer Theorie der „toten Zone“ nicht nur die Krümmung des Wellenstrahles in der Schicht, sondern auch seine Absorption in dieser zu berücksichtigen ist. *Baumann.*

**E. Mathias.** Contribution à l'étude de la matière fulminante: Exemples de décomposition spontanée. C. R. 184, 565—568, 1927, Nr. 10. Aufzählung einzelner Beispiele nebst Erklärung derselben. *Picht.*

**E. Mathias.** Contribution à l'étude de la matière fulminante. Celle-ci est-elle chaude ou froide? C. R. 184, 653—655, 1927, Nr. 11. Der Verf. diskutiert vier Meldungen über Kugelblitze, bei denen in zwei Fällen die Leuchtmasse angeblich kalt, in den beiden anderen heiß war. Die Ausführungen erscheinen dem Ref. nicht überzeugend. *H. Benndorff.*

**Torahiko Terada, Ukitiro Nakaya and Kiyohiko Yumoto.** Mechanism of Lightning Discharge. Proc. Imp. Acad. Tokyo 2, 15—16, 1926, Nr. 1. Ballonstoff, der mit einer dünnen Schicht von Al nach dem Spritzverfahren überzogen ist, ist unter normalen Verhältnissen ein guter Isolator, wird jedoch zu einem Leiter, wenn er von einer elektrischen Welle genügender Intensität getroffen wird. Werden schwere Entladungsfunken einer Influenzmaschine über die Oberfläche geschickt, so wird die Oberfläche durch Ablösen des Al-Überzuges so weit beschädigt, daß ihr Zusammenhang verlorengeht. An einem so vorbehandelten Material können sehr lange Funken erzeugt werden. Beispielsweise gelang es, Funken von 60 cm Länge mit einer Maschine zu erhalten, deren Funkenlänge in Luft nur 7 bis 8 cm betrug. Photographien solcher Funken zeigen eine Entladung, die einem Perlschnurblick ähnlich ist. Verff. glauben, daß diese Art der Funkenentladung der Blitzentladung in der Atmosphäre sehr ähnlich ist. Ähnliche Erscheinungen zeigen sich nach den Verff. ferner an einer stark belichteten und entwickelten photographischen Platte. *Güntherschulze.*

**C. D. Perrine, C. V. Boys.** Progressive Lightning. Nature 119, 816, 1927, Nr. 3005. Perrine lehnt die Vermutung Boys', daß Mehrfachblitze in der Nähe nicht beobachtet werden können, weil der erste Blitz zu sehr blendet, ab, da viele nahe Blitze indirekt beobachtet wurden, so daß keine Blendung vorlag, und trotzdem nie Mehrfachblitze gesehen wurden. Ferner wird darauf hingewiesen, daß bei fernen Blitzen das Aufleuchten auch länger zu dauern scheint als bei nahen, eine Tatsache, die sehr schwer zu erklären ist. Doch sollte vor endgültigen



Erklärungsversuchen versucht werden, photographische Aufnahmen von Mehrfachblitzen zu erhalten. Boys entgegnet, daß in diesem Falle das Experiment besser ist als die Diskussion und daß der von ihm angegebene Apparat, bei dem zwei Bilder mit gleicher Geschwindigkeit, aber in entgegengesetzter Richtung über die photographische Platte bewegt werden, zur Aufklärung der Erscheinung benutzt werden soll.

*Güntherschulze.*

**Walther Gerlach.** Über die Beobachtung eines Kugelblitzes. *Naturwissensch.* 15, 522—523, 1927, Nr. 25. Am 9. Mai 1927 wurde ein Kugelblitz in der Luft beobachtet, welcher sich mit etwa 1200 m in der Sekunde bewegte. Es werden Beobachtungen mitgeteilt, aus welchen folgt, daß längs der Flugbahn starke Beeinflussungen der elektrischen Stadtleitung eingetreten sind.

*Gerlach.*

**C. Chree and R. E. Watson.** A comparison of the records from British magnetic stations underground and surface. *Meteorol. Office, Geophys. Memoirs* 4, 39 S., 1927, Nr. 5 (Nr. 35). [Auszug in *Proc. Roy. Soc. London (A)* 112, 304—313, 1926.] In der Sandwell-Park-Kohlengrube bei Birmingham registrierten von April bis November 1923 zwei Deklinationsmagnetographen, der eine an der Oberfläche, der andere in einem 550 m tiefen Stollen; unten wurde außerdem H registriert. Die Aufzeichnungen werden zusammen mit denen von Kew, Eskdalemuir und Lerwick ausführlich diskutiert. Sowohl der mittlere tägliche Gang an ruhigen und gestörten Tagen wie die unregelmäßigen Bewegungen zeigten keine deutlichen Unterschiede zwischen den Stationen oben und unten; allerdings fehlten rasche starke Schwankungen wegen des Sonnenfleckenminimums. Für praktische Vermessungszwecke reichen an ruhigen Tagen die Angaben einer einzigen magnetischen Station für ganz Groß-Britannien aus. An gestörten Tagen wächst die Amplitude der unregelmäßigen Bewegungen von Süden nach Norden, z. B. in D von Kew bis Lerwick aufs Doppelte.

*Bartels.*

**S. Chapman.** On Certain Average Characteristics of World Wide Magnetic Disturbance. *Proc. Roy. Soc. London (A)* 115, 242—267, 1927, Nr. 771. Fortsetzung einer früheren Arbeit (ebenda 95, 61, 1918). Den normalen magnetischen Variationen überlagern sich zur Zeit magnetischer Stürme zusätzliche Variationen, die sich in zwei Teile zerlegen lassen. Der eine Teil verläuft nach „Sturmzeit“, die vom Sturmbeginn an gerechnet wird, der andere als tägliche Schwankung nach Ortszeit. In nichtpolaren Breiten hat der Unterschied des täglichen Ganges an allen Tagen gegenüber den ruhigen Tagen denselben Typus wie der erwähnte zusätzliche tägliche Gang zur Zeit der Stürme. Der durchschnittliche Charakter des zusätzlichen täglichen Störungsfeldes ist also von der Stärke der Störung weitgehend unabhängig. An polaren Stationen besteht die Differenz des mittleren horizontalen Vektors an allen minus ruhigen Tagen in einer Verminderung der Komponente längs des Meridians durch den magnetischen Pol, ebenso wie in niederen Breiten. Die Differenz des täglichen Ganges (alle minus ruhige Tage) hängt von der Lage der Station in bezug auf die Polarlichtzone ab. Da diese Zone sich zur Zeit heftiger Störungen verbreitert und dem Äquator nähert, so kann eine Station, die gewöhnlich außerhalb der Zone liegt, bei starken Störungen auf ihre Innenseite versetzt werden, wie für Nowaja Semlja gezeigt wird. Das elektrische Stromsystem in der höheren Atmosphäre, das den zusätzlichen magnetischen Sturmvariationen entspricht, war bisher nur bis 60° Breite gezeichnet; es wird polwärts ergänzt durch starke Ströme längs der Polarlichtzone, wodurch die Stationsbeobachtungen befriedigend erklärt werden. Einige vorläufige Bemerkungen über den Ursprung dieses Stromsystems schließen



sich an. Die Leitfähigkeit der Atmosphäre scheint pol- und äquatorwärts von etwa 60° Breite verschieden bedingt zu sein. Die primären Ströme werden bei Störungen in polaren Breiten erzeugt; sie induzieren sekundäre Ströme in niederen Breiten, wofür mathematische Untersuchungen im Gange sind. Die Hypothese vertikaler atmosphärischer Bewegungen wird aufgegeben, zugunsten ständig vorhandener horizontaler Luftversetzungen, deren stromerzeugende Wirkung von der wechselnden Leitfähigkeit abhängt. Es besteht die Möglichkeit einer unabhängigen täglichen Zirkulation der höchsten Atmosphärenschichten infolge der Absorption ultravioletter oder korpuskularer Strahlung. *Bartels.*

**Marcel Brillouin.** Le champ magnétique terrestre et les propriétés électromagnétiques internes du globe. C.R. 184, 1381—1385, 1927, Nr. 24. Ausgehend von den allgemeinen Betrachtungen, wie sie üblich sind, um aus den Schweremessungen an der Erdoberfläche ein Bild über die Dichteverteilung im Erdinnern zu gewinnen, wird hier der Versuch gemacht, ganz allgemeine Gleichungen zu entwickeln, welche aus den Messungen des magnetischen Feldes an der Oberfläche der Kontinente und der Meere Aufschlüsse über die permanenten magnetischen und elektrischen Eigenschaften des Erdinnern geben sollen. *Stöckl.*

**Wilhelm Anderson.** Über Fernando Sanfords Hypothese, daß die Sonne und der Mond hohe negative Eigenladungen haben. ZS. f. Phys. 43, 591—596, 1927, Nr. 8. Fernando Sanford meint, daß die Sonne und der Mond hohe negative Eigenladungen haben. In der vorliegenden Untersuchung wird gezeigt, daß dies nur dann möglich ist, wenn 1. nahe der Sonnenoberfläche eine dem „Ramsauer-Effekt“ analoge Erscheinung zustande kommt, wodurch das große elektrostatische Feld gegenüber langsamen Elektronen wirkungslos (oder beinahe wirkungslos) wird, und 2., wenn im Innern der Sonne und des Mondes Protonen sich in strahlende Energie verwandeln, wodurch immer neue Mengen von Elektronen frei werden. Ohne diese beiden Bedingungen kann Sanfords Theorie nicht aufrechterhalten werden. *Scheel.*

**Heinz Pelzer.** Zur Frage des Vorhandenseins von festem Stickstoff in der Erdatmosphäre. Ann. d. Phys. (4) 83, 362—384, 1927, Nr. 11. Vegards Hypothese von der Entstehung der grünen Nordlichtlinie 5577 Å durch Leuchten von festem Stickstoff unter Einwirkung von Korpuskularstrahlen fordert für Höhen über 100 km Temperaturen unter 35° abs. Zu den vielen Widerlegungen dieser Hypothese fügt Verf. eine neue auf dem Wege der theoretischen Thermodynamik durch den Nachweis, daß nur unter äußerst unwahrscheinlichen Annahmen diese niedrige Temperatur erreicht werden könnte. Ein kleiner Körper im Strahlungsgleichgewicht, bestrahlt von Erdoberfläche und Sonne, nimmt bei schwarzer und grauer Absorption eine gewisse Temperatur an, bei selektiver Absorption im Ultraviolett eine höhere, bei solcher im Ultrarot eine tiefere Temperatur. Die tiefste erreichbare Temperatur bei alleiniger Absorption im äußersten Ultrarot ist 88° abs., also für die Vegardsche Annahme zu hoch. Wird außerdem noch die strahlende und absorbierende Wirkung der zwischen Erdoberfläche und dem betrachteten Element gelegenen Atmosphäre betrachtet, so sind noch niedrigere Temperaturen theoretisch möglich, wie eine längere Rechnung, die auf Arbeiten von Schuster, Schwarzschild, Emden, Milne usw. beruht, zeigt. Die verlangte Temperatur von 35° abs. kann aber nur unter folgenden beiden, tatsächlich beliebig unwahrscheinlichen Annahmen erreicht werden: entweder müßten die tieferen Atmosphärenschichten die Erdradiation gleichförmig bis auf einen Bruchteil, 10<sup>-14</sup> bis 10<sup>-20</sup>, absorbieren, oder bei

selektiv ultraroter Absorption mindestens 99,5 Proz. der Strahlung in diesem Spektralbezirk. Bei Mitberücksichtigung der Sonnenstrahlung nach Milne ergibt ein numerisches Beispiel als tiefstmögliche Temperatur am Tage in Polnähe 220° abs.

*K. Büttner.*

**Carl Störmer.** Action remarquable de la lumière du Soleil sur la hauteur des aurores boréales. C. R. 185, 262—263, 1927, Nr. 4. Die Photogramme einer Nordlichtdraperie am 8. September 1926 abends in Oslo ergaben die für diese Form bisher unbekannte Höhe von 300 bis 500 km (sonst 80 bis 200 km). Die Rechnung ergab für diese im Westen gelegene und weiterhin für alle anormal hohen Nordlichtstrahlen, die bisher gemessen wurden, ergab, daß sie sämtlich dem Lichte der Sonne ausgesetzt waren. Die Sonne muß also einen noch nicht genauer bekannten Einfluß auf diese hohen Schichten haben, der das Erscheinen von Polarlicht ermöglicht.

*K. Büttner.*

**H. Deslandres.** Remarques sur la Communication précédente de Carl Störmer „Action remarquable de la lumière du Soleil sur la hauteur des aurores boréales“. C. R. 185, 263—264, 1927, Nr. 4. Verf. weist auf die Analogie mit den Wirkungen der Sonne auf die Kometen hin. Zur Zeit des von Störmer beobachteten Nordlichtes, 6 Stunden vorher beginnend, ist in Meudon eine heftige magnetische Störung registriert worden.

*K. Büttner.*

**P. Gruner und H. Kleinert.** Die Dämmerungserscheinungen. Mit 30 Figuren im Text, 6 farbigen Tafeln, einem mehrfarbigen Übersichtsblatt und 11 Tabellen. VIII und 124 S. Hamburg, Verlag von Henri Grand, 1927. (Probleme der kosmischen Physik, herausgegeben von Christian Jensen und Arnold Schwassmann.) Inhalt: Allgemeine Schilderung des Dämmerungsverlaufs. Die Haupterscheinungen der Dämmerung und ihre Abänderungen. Die Schwankungen des Dämmerungsverlaufs in ihren geophysikalischen, meteorologischen und kosmischen Beziehungen. Theorie der Dämmerungsfarben.

*Scheel.*

**Edison Pettit.** Ultra-violet solar radiation. Proc. Nat. Acad. Amer. 13, 380—387, 1927, Nr. 6. Das Verhältnis des ultravioletten ( $\lambda 0,32 \mu$ ) zum grünen ( $\lambda 0,50 \mu$ ) Sonnenlicht ist mit Hilfe eines Thermoelements und geeigneter Filter während dreier Jahre in Pasadena registriert worden. Durch Extrapolation der zu verschiedenen Tageszeiten gefundenen Werte läßt sich der Einfluß der Atmosphäre eliminieren. Die so erhaltene Kurve zeigt im großen und ganzen einen ganz ähnlichen Verlauf wie die der Solarkonstanten nach Abbot und die der auf dem Mount Wilson beobachteten täglichen Sonnenfleckengruppenzahl. Besondere Messungen zeigen, daß die Berücksichtigung des Ozongehaltes der Luft die erhaltenen Zahlen nur um wenige Prozent ändern würde. Schließlich wird durch Messungen in verschiedenen Höhen (Mt. Whitney, Mt. Wilson usw.) die Durchlässigkeit der Atmosphäre für Ultraviolett in Abhängigkeit von der Höhe bestimmt. Die erhaltene Kurve weicht in charakteristischer Weise von der theoretischen (Rayleigh, Cabannes und Dufay) ab.

*G. Herzberg.*

**Werner Kolhörster und Gubert von Salis.** Die tägliche Periode der Höhenstrahlung. Berl. Ber. 1927, S. 92—104, Nr. 11. Frühere Arbeiten auf dem Jungfrauoch (Schweiz) hatten eine eben die Fehlergrenze überschreitende tägliche Periode der durchdringenden Höhenstrahlung ergeben. Sie zeigte sich jetzt auch bei Messungen in Berlin und Davos angedeutet. Ihre vier Maxima schienen sich entsprechend der Sternzeit zu verschieben. Die benutzten Apparate waren im wesentlichen die schon früher beschriebenen; neu ist eine transportable photographische Registriereinrichtung. Messungen August/September 1926 im

Gebiete der Jungfraubahn ergeben zunächst als mittleren Betrag der Strahlung in 3500 und 4105 m Höhe 4,8 und 7,8  $J$ , d. h. etwa 50 Proz. weniger als in gleicher Höhe bei Messungen im Ballon oder Flugzeug. Die tägliche Periode ergab sich auf dem Jungfrauoch, auch unter 3 bis 4 m Eis, an fünf über einen Monat verteilten Tagen auf dem Mönchsgipfel, ferner auch bei Messungen und Registrierungen am Fuße eines großen Eistrichters von etwa  $45^\circ$  Öffnung auf dem Joch, der die natürliche Blendwirkung der Atmosphäre verstärken sollte. Die Amplitude der Periode beträgt durchweg etwa 30 Proz. des Mittelwertes der Höhenstrahlung (bei früheren Arbeiten und bei solchen des Ref. nur etwa 10 Proz.), auch im Eistrichter. Die Kurven werden deutlicher, wenn man sie nach Sternzeit mittelt und zeigen dann Eintrittszeiten der Maxima um 6, 13, 17, 21 Uhr Sternzeit. Die Meßgenauigkeit beträgt für die Registrierungen  $\pm 8$  Proz., die Periode  $\pm 13$  Proz. des Mittelwertes, die Eintrittszeiten der Extreme sind auf etwa  $\pm 30$  min genau. Abblendungsversuche mit Bergwänden werden an vier Stellen gemacht. Besonders an einer (Station Eismeer, 3161 m Höhe), wo im wesentlichen der Osthimmel einstrahlt, ergibt sich ein verändertes (früheres) Eintreten der Maxima. Dies wird gedeutet aus dem Vorübergang der strahlenden Zentren am Himmel im Verlauf der täglichen Umdrehung. Zusammenhänge von Periode und Stellung der Mira-Sterne — entsprechend der Arbeit von A. Corlin — werden besprochen.

*K. Büttner.*

**G. Hoffmann.** Über neue Apparaturen zur Messung der durchdringenden Strahlung. ZS. f. Phys. 42, 565—569, 1927, Nr. 8. Die in einem Ionisationsgefäß von  $\alpha$ -Teilchen hervorgerufene Ionisation kann durch die Verwendung eines Drahtnetzes ausgeschaltet werden, es ist aber nicht möglich, eine genaue Schätzung der noch verbleibenden  $\beta$ - $\gamma$ -Ionisation durchzuführen. Zahlenangaben über mittlere Schwankungen der  $\alpha$ -Ionisation werden für einige Ionisationsgefäße gegeben und auf im Bau befindliche Apparate sowie auf das Instrument verwiesen, mit dem Steinke (s. folgendes Referat) gearbeitet hat.

*Kolhörster.*

**Eduard Steinke.** Über die durchdringende Strahlung im Meeresniveau. ZS. f. Phys. 42, 570—602, 1927, Nr. 8. Zu den Messungen wurde ein Ionisationsgefäß aus Messing von 2,5 mm Wandstärke benutzt, in welchem ein Drahtnetz zur Unterdrückung der Wandstrahlung ein wirksames Volumen von 16 Litern frei ließ. Als Füllgas diente Kohlensäure. Es wurde nach der Auflademethode mit Wulfeinfadenelektrometer registriert. Zur Abschirmung der Erd-, Luft- und Gebäudestrahlung dienten 10 cm Blei, während die Höhenstrahlung durch die Erd- und Betonmassen einer alten Königsberger Befestigungsanlage (Bleiäquivalent etwa 1,3 bis 1,9 m) absorbiert werden konnte. Selbst noch nach 10 cm Blei machte die Höhenstrahlung 0,47  $J$  aus, woraus in Verbindung mit früheren Messungen Hoffmanns ein Absorptionskoeffizient von  $\mu_{Pb} = 0,012 \text{ cm}^{-1}$  errechnet wird. Zu Schwankungsmessungen konnte die Höhenstrahlung in einem Kegel von  $33^\circ$  halbem Öffnungswinkel, der aus Bleiklötzen zusammengebaut worden war, auf das Instrument wirken. Registrierungen vom 13. bis 19. und 20. bis 25. November 1926 zeigten deutlich entgegengesetztes Verhalten zwischen Luftdruck und Strahlungsintensität, so daß die Werte daraufhin korrigiert werden konnten. Die Mittelwerte aus den beiden Reihen laufen zeitweilig merkwürdig konform, andererseits auch gerade entgegengesetzt. Die Amplitude der Schwankungen ist fünf- bis zehnmal geringer, als sonst angegeben, so daß die Schwankungen als statistische Schwankungen durch  $\alpha$ -Teilchen erklärt werden. Der hierdurch hervorgerufene Restgang wird zu 0,5  $J$  bestimmt und unter der Annahme, daß die Eigenstrahlung verschwindend klein sei, der Hoffmannsche Wert von 1  $J$  bei 20 cm Bleiabschirmung als allein von der Höhenstrahlung herrührend



gedeutet. Aus Richtungsmessungen werden ferner Höhenstrahlung und Umgebungsstrahlung abgeleitet und an einer Treppenkurve die Verhältnisse darzustellen versucht, aus der sich für 0 bis 10 cm Bleiabschirmung der Absorptionskoeffizient zu etwa  $0,02 \text{ cm}^{-1}$  errechnet. Aus diesen und weiteren Messungen mit 3 cm Blei folgt für die Intensität der Höhenstrahlung in Meereshöhe dann der übliche Wert von  $1,85 J$ . Absorptionsmessungen mit allseitiger Abschirmung an Blei werden mit solchen von Hoffmann kombiniert, aus denen sich je nach der Annahme über die Reststrahlung verschiedene Werte zwischen  $0,051$  bzw.  $0,090$  und  $0,0042$  bzw.  $0,012 \text{ cm}^{-1}$  ergeben. Weitere Absorptions- („Vertikal-“) Messungen, bei denen die absorbierende Substanz im Öffnungskegel der Bleiabschirmung sich befand, stimmen ungefähr mit den vorhergehenden überein, doch treten hier innerhalb der eigenen Messungen Gegensätze auf, die sich vorläufig nicht vereinen lassen. So ist z. B. der partielle Absorptionskoeffizient mehr als doppelt so groß und geht sogar bis auf  $0,11 \text{ cm}^{-1}$  für Blei. Den Schluß bildet eine vergleichende Darstellung mit früheren Messungen, wobei die wenigstens zum Vergleich erwünschten Umrechnungen in der Tabelle fehlen.

Werner Kolhörster.

**L. Myssowsky und L. Tuwim.** Absorptionskurve der Höhenstrahlung im Wasser. (Bemerkungen zur Arbeit von E. Steinke: Über die durchdringende Strahlung im Meeresniveau.) ZS. f. Phys. **44**, 369–372, 1927, Nr. 4/5. Verff. berichten über Absorptionsmessungen der Höhenstrahlung in Wasser bei Balaklaw (Krim). Beobachtet wurde bis zu  $3,25 \text{ m}$  Versenkentiefe bei genügender Wassertiefe in der Zeit vom 23. bis 29. Juli 1926 mit einem Strahlungsapparat Kolhörster III. Zusammengestellt mit den seinerzeit von den Verff. aus ihren Nawa- und Onegaseemessungen gewonnenen Ergebnissen errechnet sich der Absorptionskoeffizient unter Benutzung des Absorptionsgesetzes  $\Phi(\mu x)$  zu  $\mu_{\text{H}_2\text{O}} = 2,9 \pm 0,2 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ . Weitere Bemerkungen beziehen sich auf Berichtigungen zu einer Arbeit Steinkes (ZS. f. Phys. **42**, 570, 1927).

Werner Kolhörster.

**Konrad Büttner.** Versuche über die durchdringende Strahlung. ZS. f. Geophys. **3**, 161–184, 1927, Nr. 4. Die vorliegende Abhandlung bildet eine Zusammenfassung und Ergänzung der drei vorläufigen Mitteilungen des Verff., die im Jahre 1926 in der gleichen Zeitschrift erschienen sind. Im ersten Teile der Abhandlung wird eine Beschreibung der Versuchsanordnung und ihrer Fehlerquellen gegeben. Benutzt wurde je ein Kolhörsterscher Strahlungsapparat älterer Type (mit Nickelstahl-Quarz-Kompensation) und neuester Type (Zweischlingensystem), deren Empfindlichkeit sich zeitlich konstant erwies. Messungen der Gefäßstrahlung zeigten, daß der von ihr herrührende Strom in geringem Maße von dem benutzten Spannungsbereich abhängt, was darauf zurückgeführt wird, daß die Gefäßstrahlung wesentlich aus  $\alpha$ -Strahlen besteht und daß bei diesen Sättigungsstrom wegen der anfänglichen Rekombination in den Ionensäulen nicht vollständig zu erzielen ist. Die Eichung der Apparate mit Radium (Bestimmung der Eveschen Zahl) nach der Methode von Hess ergab in dem von der kosmischen Strahlung völlig abgeschirmten Steinsalzbergwerk von Volpriehausen dieselben Werte wie in Göttingen, so daß die von einigen Autoren vermutete Beeinflussung des radioaktiven Zerfalles durch die Höhenstrahlung sich nicht bestätigt. Eine von Millikan beobachtete Erniedrigung der Gesamtstrahlung während Schneefalles sowohl inner- als außerhalb eines 5-cm-Bleipanzers konnte ebenfalls nicht bestätigt werden. Wohl aber die von vielen Autoren bereits konstatierte kurzdauernde Strahlungserhöhung infolge der Radioaktivität des Schnees. Die Abnahme der Erdstrahlung in den ersten 230 m über dem Boden wurde durch Messungen auf dem Funkturm von Königswusterhausen studiert und mit der



theoretisch berechneten Abnahme als übereinstimmend befunden. Die Erdstrahlung ( $2 J$ ) nimmt in 100 m auf etwa  $0,5 J$  in 200 m auf weniger als  $0,2 J$  ab. Störende Einflüsse von Streuung der Strahlung in Luft fehlen. Im zweiten Teil der Arbeit wird die Höhenstrahlung behandelt. Die Messungen der Intensität derselben durch den Verf. im Flugzeug bis 6,8 km Höhe und auf Bergen und Gletschern bis 3,8 km ergaben recht gut übereinstimmende Werte mit den älteren Ballonmessungen von Hess und Kolhörster. Die Höhenstrahlung scheint also innerhalb von 15 Jahren sich nicht geändert zu haben. Daß Kolhörster im Gebirge etwa um 40 Proz. kleinere Werte erhält als im Ballon, führt Verf. zum Teil auf ungenügende Abschirmung bei Bestimmung der Eigenstrahlung zurück. Bezüglich der täglichen Periode der Höhenstrahlung berichtet Verf., daß die Messungen im Meeresniveau Andeutungen mehrerer Maxima und der sternzeitlichen Verschiebung derselben ergaben (immerhin scheinen die diesbezüglichen Ergebnisse noch recht unsicher, angesichts der negativen Resultate von Steinke. Anm. d. Ref.). Wohl aber ergab sich die Periodizität der Höhenstrahlung sehr deutlich am Guslarferner in Tirol (2800 m) und am Jungfraujoch (3500 m). Die Amplitude des täglichen Ganges beträgt am letztgenannten Ort  $0,9 J$ , d. h. etwa 10 Proz. des Absolutwertes der Höhenstrahlung. Ein Versuch des Verf., aus der Form des Maximums (Steilheit) zu entscheiden, aus welchem Himmelsgebiete die Strahlung kommt, spricht dafür, daß die Quelle der Strahlung in der Nähe des Himmelsäquators liegt. Verf. verzichtet auf eine weitere Diskussion, „da die Sternzeitbedingtheit der Periode noch nicht erwiesen ist“. Verf. hat auch die Absorption der Höhenstrahlung im Wasser, Eis, Luft und Blei untersucht. In Höhen von 0 bis 2500 m Höhe ergibt sich in Luft der Massenabsorptionskoeffizient zu  $4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ , in Höhen von 2500 bis 7000 m 6,1 bis  $6,4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ . Die Strahlung ist also inhomogen und wird nach unten zu härter. Ganz analoge Ergebnisse lieferten Absorptionsversuche mit bleigepanzertem Instrument in Gletschereis, in Wasser und Blei. Bei völligem Ausschluß der Erdstrahlung ergibt sich in 3500 m am Jungfraujoch der Massenabsorptionskoeffizient zu  $12 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ , in Meereshöhe aber nur 3 bis  $5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ . Noch nicht veröffentlichte neue Messungen des Verf. im Flugzeug mit Bleipanzern ergaben als Massenabsorptionskoeffizient der Höhenstrahlung in Blei in 5500 m Höhe  $9,5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$  (laut freundlicher brieflicher Mitteilung des Verf.). Die zunehmende Härtung der Höhenstrahlung mit Wachsen der durchstrahlten Schichtdicke ist für Blei stärker als für Luft und Wasser. In einer Diskussion der Wellenlängenberechnung der Höhenstrahlung von Millikan bemerkt Verf., daß die von ihm verwendete Formel nicht für den Absorptionsvorgang bei allseitig ausgebreiteter Schirmmasse, mit der ja tatsächlich die Absorption der Höhenstrahlung gemessen wurde, gilt. Diese Compton-Ahmadsche Formel gilt nur für begrenzte Stücke von Materie, wo einmal gestreute Strahlen nicht wieder in das gemessene Bündel eintreten können. Die Millikanschen gerechneten Wellenlängenwerte werden daher zu klein sein. Verf. hat zur Bestimmung der Richtung der Höhenstrahlung Messungen mit Bleipanzern auf dem Guslargetscher ausgeführt, die deutlich zeigen, daß es keine nach rückwärts (d. h. vom Eisboden ausgehende) gestreuten Sekundärstrahlen gibt: Die Strahlung kommt größtenteils von oben und unter steiler Neigung durch die Seitenwände des Apparates. Die von der Höhenstrahlung erzeugten weichen sekundären Strahlen ( $\beta$ -Strahlen), deren Vorhandensein Millikan erschlossen hat und deren Reichweite in Blei er zu maximal 5 mm angibt, scheinen nach den Messungen des Verf. nicht zu existieren, wenigstens zeigt die Absorptionskurve der Höhenstrahlung in Blei auf dem Jungfraujoch zwischen 0 und 1 cm Bleidicke keinen steileren Verlauf als bei größeren Schichtdicken.

V. F. Hess.

## Register der Geophysikalischen Berichte.

### 1. Allgemeines.

- B. Gutenberg. Lehrbuch der Geophysik 17, 125.  
 Edmond Rothé et Alphonse Rémy. Appareil de synthèse de mouvements périodiques 1.  
 Karl Stumpff. Analyse periodischer Vorgänge 77.  
 Leo Wenzel Pollak. Periodogramme 21.  
 V. Bjerknes. Demonstration av C. A. Bjerknes's forsøk 77.  
 Ad. Schmidt. Kritik des Korrelationsfaktors 34.

### 2. Bewegung und Konstitution der Erde, Schwere.

- Rotation, Umlauf, Präzession, Nutation, Polschwankung.  
 H. Spencer Jones. Rotation of the Earth 76.  
 Ernest W. Brown. Changes in the Length of the Day 76.  
 M. Schuler. Schwankungen in der Länge des Tages 102.  
 Max Schuler. Pendel mit unveränderlicher Schwingungszeit 77.  
 Leo W. Pollak. Periodogramm der Polbewegung 66.  
 B. Wanach. Fortschreitende Lagenänderung der Erdachse 81.  
 Figur der Erde, Masse, Schwere, Isostasie  
 (s. auch Angewandte Geophysik).  
 F. Hopfner. Figur der Erde 106.  
 W. Heiskanen. Erddimensionen nach den europäischen Gradmessungen 65.  
 R. H. Tucker. Triangulation measurements of changes of position 19.  
 H. Kimura. Work of the International Latitude Service 81.  
 Pierre Dive. Ellipsoïde fluide hétérogène en rotation et théorie des dérivées continentales 36.

- R. Wavre. Masse fluide hétérogène en rotation et mouvements internes des planètes 64.  
 — Mouvements internes et la stratification des corps célestes 100.  
 P. R. Heyl. Density of the earth 35.  
 E. J. Brown. Use of the gravity pendulum as a timepiece for longitude determinations 51.  
 C. Somigliana. Relazioni che esistono fra le costanti geoidiche ed i valori della gravità 79.  
 A. Berroth. Schweremessungen mit zwei und vier Pendeln 49.  
 H. Schmehl. Einfluß der Elastizität des Pendelstativs auf die Schwingungszeiten zweier gleichzeitig auf demselben Stativ schwingender Pendel 105.  
 Paul R. Heyl. Use of a tuning fork in gravity measurements 34.  
 Karl Tangl. Drehwage, deren Gehänge in Wasser taucht 105.  
 Karl Jung. Größte mögliche Schwankung der Schwereintensität und Dichte eines engmaschigen Netzes von Pendelstationen 106.  
 A. Berroth. Referenzpendelmessungen am Salzhorst Oldau-Hambühren 52.  
 C. H. Swick. Gravity at sea 51.  
 F. A. Vening-Meinesz. Observations de pendule sur la mer pendant un voyage en sous-marin 51.  
 Fred E. Wright. Gravity on the Earth and on the Moon 126.  
 L. Eblé. Déviations périodiques de la verticale à Paris 81.  
 Heinrich Jung. Reduktionen der Schwerebeschleunigung und Lehre von der Isostasie 106, 126.  
 Otto Meissner. Isostasiefrage 19.  
 B. Gutenberg. Bedeutung der Isostasie 80.  
 George R. Putnam. Notes and reflections on isostasy 126.  
 F. Kossmat. Isostatische Kompensation der Gebirge und Randsenken 20.  
 W. Stackler. Isostatischer Zustand Ostafrikas 50.

- S. Ono. Design of highly sensitive magnetic variometer 114.
- M. Rössiger. Messung von magnetischen Feldern und Feldänderungen mit dem Magnetron 113.
- Adolf Schmidt. Bestimmung der Parameter von Stabmagneten 112.
- W. Schneider. Magnetisierungskurven und Vergrößerung der Empfindlichkeit des Scheringschen Deflektoren-magnetometers 112.
- J. A. Fleming. Improvements in magnetographs and variometers 72.
- N. H. Heck. Improvements in magnetic recording instruments 72.
- D. W. Dye. Comparison Measurements between the Abinger and the N. P. L. Standard Horizontal Force Magnetometers 71.
- P. L. Mercanton. Inversion de l'inclinaison magnétique terrestre aux âges géologiques 70.
- Marcel Brillouin. Champ magnétique terrestre et propriétés électromagnétiques internes du globe 136.
- P. L. Mercanton. Magnétisme terrestre et aimantation des laves 25.
- C. Chree and R. E. Watson. Comparison of the Records from British Magnetic Stations Underground and Surface 92.
- — Records from British magnetic stations underground and surface 135.
- K. Burath. Magnetische Beobachtungen vom Forschungsschiff Meteor 94.
- J. P. Ault. Problems in terrestrial magnetism and atmospheric electricity pertaining to the Aleutian Islands 73.
- R. A. Watson. Hourly ranges of the North component of magnetic force at Eskdalemuir 93.
- J. A. Fleming. Values of the magnetic elements at observatories 93.
- H. W. L. Absalom. Times of recent sudden commencements of magnetic storms at Eskdalemuir 93.
- J. M. Stagg. Character Figures of magnetic disturbance at Kew Observatory 94.
- S. Chapman. Average Characteristics of World Wide Magnetic Disturbance 135.
- W. Fisk. Diurnal Variation of Magnetic Inclination at Field Stations in South America 71.
- J. Egedal. Lunar-Diurnal Magnetic Variation and its Relation to the Solar-Diurnal Variation 72.
- J. Egedal. Verbindung zwischen den mondtägigen und den sonnentägigen Variationen der magnetischen Deklination 94.
- Joseph Larmor. Magnetic Storms and Wireless Communication 56.
- T. Okada. Magnetic storm of Jan. 27th, 1926 114.
- S. Imamiti. Magnetic storm of Oct. 14 to 17, 1926 114.
- R. Bock. Eintrittszeiten erdmagnetischer Störungen 93.
- C. E. Brazier. Périodicité des situations magnétiques troublées observées au Parc Saint-Maur 91.
- H. Deslandres. Loi de distribution des orages magnétiques 44.
- S. Kunitomi. Note on the 27-day period of magnetic storm 115.
- C. Chree. Recurrence of Magnetic Storms 27.
- Albert Alfred Buss. Recurrence of Magnetic Storms 44.
- H. Deslandres. Recurrence of Magnetic Storms 43.
- L. d'Azambuja et M. Grenat. Activité d'un groupe de tâches solaires, suivie d'un orage magnétique et d'une aurore boréale 44.
- Fernando Sanford. Electrostatic disturbances upon the earth which seem to be caused by disturbances upon the sun 8.
- Annales de l'institut de physique du globe de l'Université de Paris et du Bureau central de magnétisme terrestre 117.

#### Polarlicht.

- L. Vegard. Emission de lumière par l'azote solide et origine du spectre auroral 44.
- Leuchten verfestigter Gase und seine Beziehungen zu kosmischen Vorgängen 97.
- Luminescence from Solid Nitrogen, and Auroral Spectrum 115.
- Luminessensen fra gaser i fast form 115.
- David A. Keys. Auroral Green Line 60.
- Rayleigh. Spectrographic Observations of the Second Green Line of the Auroral Spectrum 73.
- J. C. McLennan, J. H. McLeod and W. C. McQuarrie. Nature and Occurrence of the Auroral Green Line  $\lambda 5577 \text{ \AA}$  98.



- L. Vegard. Spectrographic Observations of the Second Green Line of the Auroral Spectrum 115.
- L. d'Azambuja et H. Grenat. Activité d'un groupe de tâches solaires, suivie d'un orage magnétique et d'une aurore boréale 44.
- Carl Störmer. Action de la lumière du Soleil sur la hauteur des aurores boréales 137.
- H. Deslandres. Action de la lumière du Soleil sur la hauteur des aurores boréales 137.
- Hans S. Jelstrup. Aurora and Sounds Associated with it 60.
- Hans Jelstrup. Phénomène sonore perçu pendant une aurore polaire très intense 60.
- Carl Störmer. Aurora and Sounds Associated with it 60.
- Walter B. Pitkin. Observation at the time of the Aurora 44.
- Erdströme, Erdladung,  
Luftelektrizität.
- Victor Oberguggenberger. Erdstrombeobachtungen im Gebirge 55.
- O. H. Gish. Equipment for measuring earth-current potentials and earth-resistivity 72.
- W. J. Rooney and O. H. Gish. Earth-resistivity surveys in connection with the study of earth-currents 112.
- H. Benndorf. Aufgaben luftelektrischer Forschung 42.
- A. Wigand. Luftelektrische Aufgaben der arktischen Forschung 70.
- Louis A. Bauer. Atmospheric Electricity 85.
- H. Solberg. Bewegung eines elektrisch geladenen Teilchens in einem Magnetfelde 58.
- Hans Benndorf. Theorie des elektrischen Feldes der Erde 111, 129.
- David Stenquist. Beräkning av det dagliga jordelektriska fältets potential 110.
- Carl Ramsauer. Unmittelbarer Nachweis der elektrischen Erdladung 9.
- A. Wigand. Erhaltung der Erdladung durch den Blitzstrom 59, 110.
- Erdladung, Blitzstrom und Niederschlagsstrom 89.
- H. Benndorf. Erhaltung der Erdladung durch den Blitzstrom 89.
- Wilhelm Anderson. Erklärung der Aufrechterhaltung der negativen Erdladung 69.
- Aufrechterhaltung der negativen Erdladung 131.
- G. C. Simpson. Mechanism of a Thunderstorm 88.
- H. Maurer. Stromrichtung in Blitzen 89.
- A. W. Simon. Electrostatics of the thunderstorm 89.
- B. F. J. Schonland and J. Craib. Electric Fields of South African Thunderstorms 133.
- E. Mathias. Étude de la matière fulminante 134.
- Walther Gerlach. Beobachtung eines Kugelblitzes 135.
- W. J. Humphreys. Ribbon lightning 9.
- N. Ernest Dorsey. Lightning 9.
- G. C. Simpson. Lightning 9, 43.
- C. D. Perrine. Progressive Lightning 70.
- C. V. Boys. Progressive Lightning 134.
- Torahiko Terada, Ukutiro Nakaya and Kiyohiko Yumoto. Mechanism of Lightning Discharge 134.
- A. Stäger. Electricité volcanique 55.
- Atmosphärische disperse Systeme und ihre physikalisch-chemischen, insbesondere elektrischen Eigentümlichkeiten 131.
- M. A. Tuve and C. Huff. Use of a radioactive collector for potential-gradient measurements 86.
- H. T. Friis. Static Recorder 33.
- Robert W. Lawson. Residual ionisation in closed vessels 122.
- H. Benndorf. Raumladungsmessung in der freien Atmosphäre 26.
- K. Kähler. Elektrische Raumladung der Atmosphäre in Potsdam 86.
- J. MacLaughlin. Mesures sur les gros ions à Paris 132.
- G. B. Deodhar. Electricity of dust clouds 132.
- G. R. Wait. Effects of dust, smoke, and relative humidity upon the potential gradient of the atmosphere 57, 86.
- H. U. Sverdrup. Messungen des Potentialgefälles auf der Maud-Expedition 87.
- Fernando Sanford. Observations on earth-potential and air-potential gradients 130.
- Rose Stoppel. Leitfähigkeit der Atmosphäre 26.
- Victor F. Hess. Elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre 42.
- Malmgrön et Böhöunek. Conductibilité électrique de l'atmosphère dans la région du Pôle Nord 131.



- J. J. Nolan and G. P. de Sachy. Atmospheric ionisation 57.
- W. F. G. Swann. Variation of residual ionization in air with pressure at different altitudes 58.
- Hans Lassen. Tägliche Schwankungen des Ionisationszustandes der Heavyside-Schicht 90.
- G. Breit and M. A. Tuve. Test of the existence of the conducting layer 59.
- William C. Reynolds. Distribution of the Two Electrical Zones in the Atmosphere 129.
- S. Chapman, Henry Jackson, W. H. Eccles. Electrical state of the upper atmosphere 26.
- H. de Graffigny. Étude de l'électricité atmosphérique à l'Observatoire de l'Ebre 111.
- L. W. Austin. Direction determinations of atmospheric disturbances on the Isthmus of Panama 27, 28.
- A. Gockel. Origines des variations du champ électrique terrestre 25.
- Monroe B. Snyder. Universal atomic volcanism and ultimate atom 123.
- Universal atomic volcanism and Millikan cosmic rays 122.
- Louis A. Bauer. Cosmic aspects of atmospheric electricity 43, 110.
- A. Pannekoek. Ionisation Equilibrium in Stellar Atmospheres and in the Earth's Atmosphere 57.
- Durchdringende Strahlung.**
- H. Benndorf. Durch die Hesssche Höhenstrahlung bedingter Ionisations- und Leitfähigkeitszustand der höheren Luftschichten 48.
- Werner Kolhörster. Kurzwellige Strahlen kosmischen Ursprungs 48.
- Franco Rasetti. Problema dell'elettricità terrestre e radiazione penetrante 124.
- W. Kolhörster and G. von Salis. Variation of Penetrating Radiation on the Jungfrau 14.
- Werner Kolhörster and Gubert v. Salis. Tägliche Periode der Höhenstrahlung 14, 137.
- et G. v. Salis-Marschlins. Période diurne du rayonnement d'altitude 104.
- Höhenstrahlung und Heavysideschicht 75.
- Konrad Büttner. Durchdringende Höhenstrahlung 15.
- Messungen der durchdringenden Höhenstrahlung im Flugzeug 15.
- Konrad Büttner. Versuche über die durchdringende Strahlung 15, 31, 75, 139.
- Messungen der durchdringenden Strahlung 75.
- G. Hoffmann. Registrierbeobachtungen der Höhenstrahlung im Meeresniveau 13.
- Bestätigung der Höhenstrahlung auch durch Messungen in Blei 13.
- Intensität und Durchdringungsvmögen der Höhenstrahlung im Meeresniveau 20.
- Verhalten von Stoffen verschiedener Ordnungszahl gegenüber der Hessschen Ultra- $\gamma$ -Strahlung und die Eigenaktivität der Elemente 63.
- Neue Apparaturen zur Messung der durchdringenden Strahlung 138.
- Eduard Steinke. Durchdringende Strahlung im Meeresniveau 138.
- L. Myssowsky und L. Tuwim. Unregelmäßige Intensitätsschwankungen der Höhenstrahlung in geringer Seehöhe 32.
- — Absorptionskurve der Höhenstrahlung im Wasser 139.
- R. A. Millikan and R. M. Otis. High frequency rays of cosmic origin 31.
- and G. Harvey Cameron. High frequency rays of cosmic origin. Measurements in snow-fed lakes at high altitudes 47.
- Robert Andrews Millikan. High frequency rays of cosmic origin 104.
- Werner Kolhörster. Ursprung der durchdringenden Strahlung der Atmosphäre 14.
- F. Běhounek. Ursprung der durchdringenden Strahlung der Atmosphäre 14.
- Axel Corlin. Kosmischer Ursprung der Höhenstrahlung 75.
- K. Büttner und W. Feld. Kosmischer Ursprung der durchdringenden Höhenstrahlung 103.
- W. F. G. Swann. Attempt to detect a corpuscular radiation of cosmic origin 123.
- Konrad Büttner. Kosmischer Ursprung der Intensitätsschwankungen der durchdringenden Höhenstrahlung 124.
- Monroe B. Snyder. Universal atomic volcanism and Millikan cosmic rays 122.
- Prediction of the spectrum of the cosmic rays 123.

L. N. Bogoiavlensky und Al. Al. Lomakin. Durchdringende Erdstrahlungen 103.

Radioaktivität  
(s. auch Angewandte Geophysik).

Francois Béhounek. Méthode de dosage du radon contenu dans l'atmosphère 27.

C. T. R. Wilson. Acceleration of  $\beta$ -particles in Strong Electric Fields such as those of Thunderclouds 89.

P. N. Twerskoy. Émanation radioactive auprès de la surface du sol 116.

Arthur Holmes and Robert W. Lawson. Radioactivity of potassium and its geological significance 55.

Stefan Jellinek. Spurenkunde der Elektrizität 69.

Drahtlose Wellen in der  
Atmosphäre.

P. Idrac et R. Bureau. Propagation des ondes radiotélégraphiques en altitude 116.

Joseph Larmor. Magnetic Storms and Wireless Communication 56.

W. H. Eccles. Wireless Communication and Terrestrial Magnetism 56.

C. Chree. Wireless Communication and Terrestrial Magnetism 56.

Greenleaf W. Pickard. Correlation of radio reception with solar activity and terrestrial magnetism 114.

E. V. Appleton. Magnetic storms and wireless transmission 133.

T. L. Eckersley. Magnetic Storms and Wireless Communication 133.

J. H. Dellinger. Application of radio transmission phenomena to the problems of atmospheric electricity 90.

E. V. Appleton, R. A. Watson Watt and J. F. Herd. Nature of Atmospheres 130.

R. Bureau, A. Viaut et A. Grot. Enregistreur de la fréquence des atmosphériques 65.

Hantaro Nagaoka. Clicks and Grinders of Atmospheres 130.

A. Meissner. Hat das Erdfeld einen Einfluß auf die Wellenausbreitungsvorgänge? 9.

Friedrich Herath. Beeinflussung des Funkverkehrs durch die Gleitflächen in der Atmosphäre 10.

Paul Duckert. Zusammenhänge zwischen der Wetterlage und der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen 28.

Paul Duckert. Atmosphärische Störungen der elektromagnetischen Energieübertragung 28.

R. Bureau. Influence des discontinuités météorologiques sur perturbations atmosphériques en télégraphie sans fil 90.

P. Duckert. Atmosphärische Störungen der Radiopeilung 29.

R. L. Smith-Rose and R. H. Barfield. Cause and elimination of night errors in radio direction-finding 29.

E. C. Holtzappel. Influence on the propagation of radio-waves of the sun eclipse 114.

5. Physik des Meeres.

Zusammensetzung des  
Meerwassers, Statik, Dynamik und  
Optik, Ozeanographie

(s. auch Angewandte Geophysik).

A. Desgrez et J. Meunier. Recherche et dosage du strontium dans l'eau de mer 38.

Mario Picotti. Ricerche fisico-chimiche compiute nelle crociere della Nave Marsigli nello Stretto di Messina 84.

H. Hergesell. Hydrodynamische Grundgleichungen 23.

W. Salomon. Rohbocksche Wasserwalzen und ihre Bedeutung für die Erosion und Akkumulation 24.

Takaharu Nomitsu. So-called „Grenzflaeche“ in the Current due to the Difference of Density 39.

Vaughan Cornish. Relation between Velocity of Wind and Wave 41.

W. Speiser. Schallgeschwindigkeit in Seewasser 39.

N. H. Heck and Jerry H. Service. Correct velocities for echo sounding in the pacific ocean 39.

W. Bell Dawson. Icebergs in Relation to Water-Temperature 74.

Howard T. Barnes. Physical Properties of Icebergs and a Method for their Destruction 98.

K. Tsukamoto. Transparence de l'eau de mer pour l'ultraviolet lointain 46.

J. W. Sandström. Einfluß des Golfstromes auf die Wintertemperatur in Europa 46.

Two Oceanographical Expeditions 35.

## Gezeiten.

- R. Sterneck. Zerlegungs- und Kanalthorie der Gezeiten 24.  
 Was. Shoulejkin. Hydroynamics of the tides in a small sea 24.  
 G. Tiercy. Problème des marées 69.  
 E. Fichot. Relation entre la vitesse maxima du courant et l'amplitude de la marée 54.  
 L. Matteuzzi. Determinazione delle seiches forzate e delle seiches libere mediante una equazione integrale di Volterra 5.  
 Takaharu Nomitsu and Motojiro Okamoto. Causes of the Annual Variation of the Mean Sea Level along the Japanese Coast 37.  
 H. U. Sverdrup. Tides on the north Siberian shelf 38.  
 Otto Meissner. Hauptmondtide in Swinemünde 85.  
 Breusing-Meldau. Steuermannskunst 105.

## 6. Physik der Atmosphäre.

### Statik und Dynamik.

- Walter Georgii. Meteorologische Meßmethoden 49.  
 Harrold Jeffreys. Atmospheric Circulation 54.  
 E. Korselt. Allgemeiner atmosphärischer Kreislauf 39.  
 Tatio Kobayasi. Mechanism of Cyclones and Anticyclones 85.  
 Johannes Letzmann. Experimentelle Untersuchungen an Wasserwirbeln 109.  
 Harald Lunelund. Windschwächung durch Hemmnisse 40.  
 Charcot et P. Idrac. Dépression atmosphérique produit sous le vent d'un obstacle élevé 40.  
 H. Troeger. Datierung der Zyklonenfamilien 41.  
 Vilho Väisälä. Wirkung der Windschwankungen auf die Pilotbeobachtungen 41.  
 L. C. W. Bonacina. Polar Pressures 54.  
 A. Wendler. Technische Wetterbeeinflussung 54.  
 L. Petitjean. Thermodynamique des surfaces de discontinuité atmosphériques 39.  
 M. Robitzsch. Luftschichten in der Atmosphäre, die mit Wasserdampf übersättigt sind 46.  
 J. S. Owens. Making of a salt haze 38.

Anders Ångström. Evaporation and precipitation at various latitudes and horizontal eddy convection of the atmosphere 47.

Burt and Paul Richardson. Measuring the evaporation from a body of water 98.

J. J. Nolan and J. Enright. Distribution of Sizes among Rain-drops 129.

A. Ångström. Atmosfärens värmehållning å skilde latituder 122.

### Strahlungsvorgänge, Zusammensetzung der Atmosphäre, Solarkonstante.

J. Plotnikow. Konstruktion des Thermophotometers 1.

H. Goldschmidt. Lichtelektrisches Photometer 2.

L. Gorczyński. Solarimeter und andere thermoelektrische Instrumente für Sonnenstrahlungsmessungen 34.

H. Stade. Sonnenscheinautograph 49.  
 Protokoll der Verhandlungen der internationalen Strahlungskommission in Davos 12.

P. Goetz. Strahlungsklima von Arosa 62.

Hultén. Eruption of a Kamchatka Volcano and its atmospheric Consequences 4.

R. Emden. Strahlungsgleichgewicht 12.

Henry Norris Russell. Outdoor optical experiment 10.

Svein Rosseland. Transmission of radiation through an absorbing medium in motion 11.

J. Cabannes et J. Dufay. Transparence de l'atmosphère dans le spectre visible 45.

A. Danjon. Étude interférentielle de la scintillation 54.

— et E. Bauer. Études d'optique atmosphérique à l'Observatoire Vallot 63.

N. N. Kalitin. Durchsichtigkeit der Erdatmosphäre 95.

Jean Peyre. Mesure de la brillance du ciel diurne 97.

J. Wilsing. Extinktion der Strahlung in der Erdatmosphäre 99.

W. Milch. Theorie der Himmelselligkeit 117.

— Extinktion der langwelligen und der kurzwelligen Sonnenstrahlung in der Atmosphäre der Erde 117.



- W. Kartschagin und M. Sweschnikowa. Tagesgang der Sonnenstrahlung und der vom Zenit kommenden zerstreuten Himmelsstrahlung 118.
- Ch. Gallissot et E. Bellemín. Accidents optiques de l'atmosphère 120.
- J. J. Tichanowsky. Messungen der Himmelspolarisation in verschiedenen Spektrumabschnitten 10.
- Spielt die sekundäre Diffusion in der Atmosphäre eine bedeutende Rolle in der Himmelspolarisation? 46.
- G. I. Pokrowski. Spektrale Verteilung der Polarisation bei der Zerstreuung des Lichtes in trüben Medien im Hinblick auf das Himmelslicht 96.
- A. Wegener. Photographien von Luftspiegelungen an der Alpenkette 61.
- H. Thomas. Wolkenspiegel 121.
- Friedrich Rinne. Art des Regenbogenlichtes 46.
- M. Pinkhof. Erklärung der komplizierten Halos 46.
- W. Milch. Theorie der Glorie 61.
- A. Wegener. Theorie der Haupthalos 61.
- A. Stentzel. Optische Dämmerungsstörung 73.
- H. Meyer-Bührer. Erdschattenproblem 96.
- H. Kähler. Helligkeit nach Sonnenuntergang 121.
- P. Gruner und H. Kleinert. Dämmerungserscheinungen 137.
- V. Malzev. Luminous Night Clouds 11.
- P. Barreca. Osservazioni quantitative di nubi colorate 73.
- A. Wegener. Beobachtungen der Dämmerungsbögen und des Zodiakallichtes 61.
- Hch. Meyer-Bührer. Lufthülle der Erde und Mondfinsternisse 96.
- Charles Fabry. Absorption of radiation in the upper atmosphere 62.
- Napier Shaw. Thermodynamic Diagrams in the Study of the Upper Air 85.
- F. A. Lindemann. Meteors and constitution of the upper air 7.
- Heinz Pelzer. Vorhandensein von festem Stickstoff in der Erdatmosphäre 136.
- Henry E. Armstrong. Ozone and the 'upper atmosphere' 26.
- P. Lambert, G. Déjardin et D. Chalonge. Extrémité ultraviolette du spectre solaire et couche d'ozone de la haute atmosphère 45, 118.
- G. M. B. Dobson, D. N. Harrison and J. Lawrence. Measurements of the Amount of Ozone in the Earth's Atmosphere and its Relation to other Geophysical Conditions 119.
- J. Cabannes et J. Dufay. Altitude et épaisseur de la couche d'ozone dans l'atmosphère 119.
- Jean Lecarme. Radiations ultraviolettes du Soleil aux grandes altitudes 13.
- Otto Hoelper. Intensitätsverteilung im ultravioletten Sonnenspektrum 120.
- Edison Pettit. Ultra-violet solar radiation 137.
- Wilhelm Milch. Schwankungen der Solarkonstante 74.
- A. F. Dufton. Solar Radiation and Diathermancy 99.

## Akustik.

- B. Gutenberg. Aufbau der Atmosphäre 24.
- Ausbreitung des Schalles in der Atmosphäre 6.
- Entstehung der anormalen Schallzonen bei Explosionen 25.
- E. S. Player. Meteorological conditions and sound transmission 6.
- H. Galbrun. Propagation d'une onde sonore dans l'atmosphère 42.
- A. Perot et F. Baldet. Observation des explosions de la Courtine à l'observatoire de Meudon 5.
- F. Ritter. Beobachtung der durch die Sprengungen bei La Courtine erzeugten Schallwellen 6.
- Th. Vautier. Vitesses des ondes fusantes 66.

## 7. Angewandte Geophysik.

### Allgemeines.

- J. B. Ostermeier. Zuverlässigkeit und Wirtschaftlichkeit geophysikalischer Untersuchungsmethoden 1.
- Rud. Krahmann. Anwendbarkeit der geophysikalischen Lagerstättenuntersuchungsverfahren 17.
- B. Kühn. Bedeutung der geophysikalischen Methoden für Geologie und Bergbau 17.
- J. Koenigsberger. Geophysikalische Nahemethoden zur Aufsuchung wasserführender Störungen 17.
- C. A. Heiland. Geophysical Methods as applied to prospecting for oil and gas 125.
- Breusing-Meldau. Steuermannskunst 105.



### Schwerkraftmethoden.

- Karl Jung. Größte mögliche Schwan-  
kung der Schwereintensität und  
Dichte eines engmaschigen Netzes  
von Pendelstationen 106.
- A. Berroth. Referenzpendelmessungen  
52.
- W. Schweydar. Topographische Kor-  
rektur bei Schweremessungen mittels  
einer Torsionswaage 49.
- P. Nikiforov. Physical Principles of  
the Gravitational Method of Pro-  
specting 33.
- J. Koenigsberger. Geophysikalische  
gravimetrische Landesuntersuchung  
und über die Tiefenlage der störenden  
Massen 107.
- Bestimmung der Mächtigkeit von  
Schotter- und Sandmassen 19.
- Naoiti Kumagai. Observations with  
Eötvös' Gravity-Variometer 78.
- Motonori Matuyama. Subterranean  
Structure around Sakurazima Vol-  
cano 126.

### Seismische und akustische Methoden.

- O. Meissner und H. Martin. Geologi-  
scher Mitarbeiter: F. Deubel. Zur  
experimentellen Seismik. I. 77.
- G. Angenheister. Beobachtungen bei  
Sprengungen 52.
- E. Wiechert. Untersuchung der Erd-  
rinde mit Hilfe von Sprengungen 18.
- H. Mothes. Dickenmessungen von  
Gletschereis mit seismischen Metho-  
den 18.
- Hans Mothes. Seismische Dicken-  
messungen von Gletschereis 109.
- W. Schweydar und H. Reich. Auf-  
zeichnungen von künstlichen Erd-  
beben 18.
- H. Tscherning. Anvendelse af Ultra-  
toner til Opdagelse af undersøiske  
Forhindringer 109.
- N. H. Heck und Jerry H. Service.  
Correct velocities for echo sounding  
in the pacific ocean 39.

Elektrische, magnetische, radio-  
aktive und thermische Methoden.

- Rud. Krahmann. Geoelektrische Lager-  
stättenuntersuchungsverfahren in all-  
gemein physikalischer Hinsicht 18.
- R. Ambronn. Möglichkeit der Auf-  
suchung und Lokalisierung von  
schlecht oder nicht leitenden Ein-

lagerungen im Untorgrund mittels  
elektrischer Wechselstrommethoden  
91.

- J. Koenigsberger. Elektrische Auf-  
findung von Erdöl 91.
- Otto Meier. Elektrisches Schürfen auf  
Erdöl 1.
- G. Haberland. Theorie der Leitung  
von Wechselstrom durch die Erde  
90.
- Richard Ambronn. Elektrometer zur  
Bestimmung des Emanationsgehaltes  
der Bodenluft 105.
- H. Haalck. Magnetische Universal-  
waage 78.
- J. Koenigsberger. Veränderung des  
Erdfeldes durch Einlagerungen von  
abnormaler Suszeptibilität in der  
Erdkruste 25.
- P. Lasareff. Variation de la décli-  
naison dans les domaines du magné-  
tisme anomal 93.

Arthur Wagner. Erdmagnetische  
Messungen zwecks Aufsuchung iso-  
lierter schwach magnetischer Erzlager  
1.

- C. A. Heiland. Prospecting with the  
Magnetometer 125.
- H. Reich. Magnetische Anomalien des  
Carbons 25.
- Rud. Krahmann. Magnetische Unter-  
suchungen im Habichtswald 25.
- Franz Béhounek. Verhältnisse der  
Radioaktivität im Uranpecherzberg-  
baurevier von St. Joachimthal in  
Böhmen 122.
- J. Koenigsberger. Geothermische  
Messungen in Bohrungen 74, 121.

### S. Kosmische Physik.

- Stjepan Mohorovičić. Folgerungen  
der Lorentz-Kontraktion in der Geo-  
physik 99.
- Ernest W. Brown. Changes in the  
Length of the Day 76.
- R. Schwiner. Meteoriten und Geologie  
63.
- H. F. Reid. Influence of the moon on  
earthquakes 67.
- P. Lambert, G. Déjardin et D. Cha-  
longe. Extrémité ultraviolette du  
spectre solaire et couche d'ozone de  
la haute atmosphère 45.
- H. Deslandres. Recurrence of Mag-  
netic Storms 43.
- C. Chree. Albert Alfred Buss.  
Recurrence of Magnetic Storms 44.

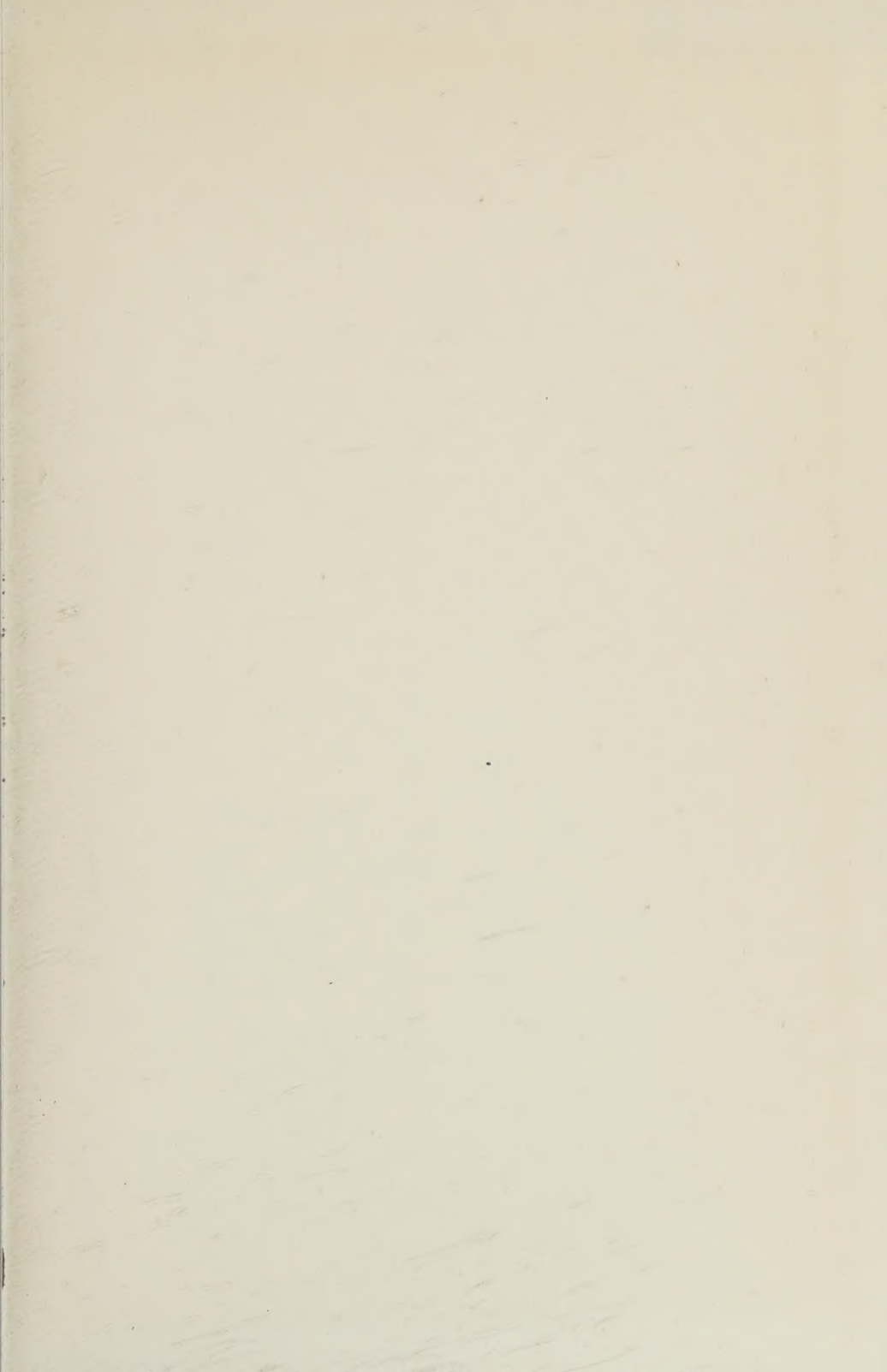
- |  |   |
|--|---|
| H. Deslandres. Loi de distribution des orages magnétiques 44.  | A. Amerio. Variabilità dell'assorbimento dell'atmosfera solare 103.                           |
| Konrad Büttner. Versuche über die durchdringende Strahlung 75, 139.  | W. W. Coblentz and C. O. Lampland. Radiometric measurements of planetary temperatures 2.      |
| Karl Müller. Mondphotographien 122.  | A. Pannekoek. Ionisation Equilibrium in Stellar Atmospheres and in the Earth's Atmosphere 57. |
| Wilhelm Anderson. Fernando Sanfords Hypothese, daß die Sonne und der Mond hohe negative Eigenladungen haben 136. | Kerr Grant. Constitution of the Stars 16.   |
| L. Zehnder. Die zyklische Sonnenbahn als Ursache der Sonnenfleckenperioden 12.                                   | E. A. Holm. Sama-Zustand. I. Vorherige Arbeiten 99.   |
| W. J. S. Lockyer. Total Solar Eclipses 60.   | H. Zanstra. Luminosity of comets 48.  |
|  | Franz Selety. Beiträge zum kosmologischen Problem 16.   |















3 8198 318 723 9



